Holzstiche
aus dem xylographischen Atelier
von Friedrich Vieweg und Sohn
in Braunschweig.

Papier
aus der Papier-Fabrik
der Gebrüder Vieweg zu Wendhausen
bei Braunschweig.

DIE LEHRE

VOM

GALVANISMUS

UND

ELEKTROMAGNETISMUS.

VON

GUSTAV WIEDEMANN,
Professor der Physik am Polytechnicum zu Braunschweig.

ZWEITER BAND.

ZWEITE ABTHEILUNG:

INDUCTION, SCHLUSSBETRACHTUNGEN, NACHTRÄGE.

MIT 395 HOLZSTICHEN UND EINER FARBIGEN STAHLSTICHTAFEL.

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1 8 6 3.

DIE LEHRE

VON DEN

WIRKUNGEN

DES

GALVANISCHEN STROMES

IN

DIE FERNE.

VON

GUSTAV WIEDEMANN,
Professor der Physik am Polytechnicum zu Braunschweig.

MIT 395 HOLZSTICHEN UND EINER FARBIGEN STAHLSTICHTAFEL.

ZWEITE ABTHEILUNG.

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1863.

Die Herausgabe einer Uebersetzung in englischer und französischer Sprache, sowie in anderen modernen Sprachen wird vorbehalten.

IV.

INDUCTION.

Erstes Capitel.

Erscheinungen der Induction in linearen Leitern.

I. Grunderscheinungen der Induction.

Während bei den elektrodynamischen und elektromagnetischen Phänomenen die in den Körpern fliessenden elektrischen Massen ihre Anziehungs- und Abstossungswirkungen auf die Körper selbst übertragen und sie in Bewegung versetzen, kann umgekehrt in einem ruhenden, nicht vom Strom durchflossenen Körper eine neue Bewegung der Elektricitäten, ein galvanischer Strom erzeugt werden, wenn sich in einem ihm benachbarten Körper in irgend einer Weise die Bewegung der Elektricitäten ändert. 541

Durch eine Reihe glänzender Versuche hat Faraday[1]) mit Bestimmtheit zuerst nachgewiesen, dass bei einer jeden Veränderung der

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. I (24. Nov. 1831*); Ser. II (12. Jan. 1832*). Die früheren Versuche in diesem Gebiete sind äusserst unbestimmt. So glaubte z. B. Humboldt wahrzunehmen, dass ermüdete Froschschenkel wohl durch Armirung des Nervs mit einem Stahlmagnet, nicht mit gewöhnlichem Stahl zuckten (Gereizte Muskelfaser Bd. I, S. 114. 1797*); er fand indess bei anderen Versuchen den Einfluss des Magnetismus hierbei nicht bestätigt. Aehnliche Versuche stellte Arnim (Gilb. Ann. Bd. III, S. 63. 1800*) an, indem er einen Froschnerv mit einem Eisenstück und einem Magnet berührte. Er erhielt dabei eine Zuckung; ebenso bei Berührung des Nervs und Muskels mit den ungleichnamigen Polen zweier gleicher Magnete, deren andere Pole aneinander gebracht wurden; nicht aber bei Berührung mit den gleichnamigen Polen der Magnete. Indess auch diese Versuche sind sehr unsicher. Ritter glaubte zu finden, dass zwei Eisennadeln, von denen die eine magnetisirt ist, elektromotorisch gegeneinander wirken (Gereizte Muskelfaser Bd. II, S. 189. 1797*). — Einen grossen Schritt weiter thaten Ampère und de la Rive (Ann. de Chim. et de Phys. T. XXV, p. 271. 1824;* Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 368*). Dieselben hängten einen in sich geschlossenen Kupferreifen in dem kreisförmigen Schliessungsbogen eines Stromes frei auf. Bei Annäherung eines Hufeisenmagnetes wurde je nach der Stromesrichtung der Reifen angezogen oder abgestossen. Indess verfolgten sie diesen Versuch nicht weiter. Erst Faraday kam durch ein näheres Studium des von Arago entdeckten sogenannten Rotationsmagnetismus, d. h. der Ablenkung einer Magnetnadel über einer rotirenden Scheibe und einer frei aufgehängten Metallmasse über einem bewegten Magnet (s. das Capitel: Induction in körperlichen Leitern) auf die richtige Erkenntniss der Inductionserscheinungen.

Lage eines von einem galvanischen Strom durchflossenen Leiters oder eines Magnetes, sowie bei jeder Aenderung der Intensität des Stromes in einem feststehenden Leiter oder der Grösse des magnetischen Momentes des Magnetes in einem dem Leiter oder Magnet benachbarten Körper ein galvanischer Strom entsteht. Diesen Strom bezeichnet man mit dem Namen inducirter Strom. Die bei seiner Erzeugung ausgeübte Wirkung des bewegten oder seine Intensität ändernden, primären oder inducirenden Stromes nennt man die Volta-Induction oder, wenn der inducirte Strom durch einen Magnet hervorgerufen wird, die Magneto-Induction, den Strom selbst aber im letzteren Fall einen magneto-elektrischen Strom.

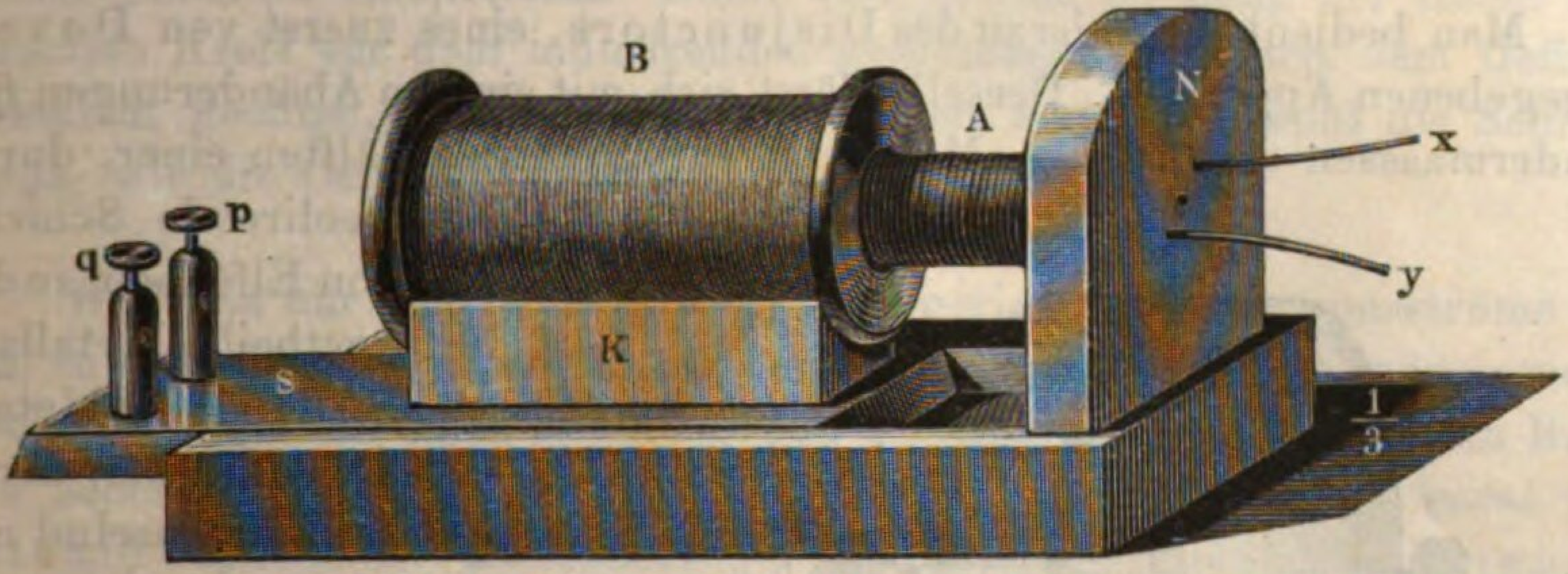
Wir betrachten zuerst im Allgemeinen nach einander diese beiden Arten der Induction in ihren einfachsten Fällen, zunächst bei Anwendung linearer Leiter.

542 Verbindet man die Enden eines geradlinigen oder zickzackförmig auf einem Brett befestigten Drathes B durch zwei lange, mit Seide übersponnene und umeinander gewundene Dräthe mit einem Galvanometer, legt neben jenen Drath einen ganz gleichen Drath A und leitet durch denselben den Strom einer Säule, so schlägt die Nadel des Galvanometers nach der einen oder anderen Seite in dem Augenblick aus, wo man den Kreis des den Drath A durchlaufenden Stromes schliesst oder öffnet. Um das Oeffnen und Schliessen des Stromes bequem vornehmen zu können, kann man sich der Thl. I, §. 165 angegebenen Vorrichtung bedienen oder auch den Leitungsdrath zwischen der Säule und dem Drath A an einer Stelle unterbrechen, das eine Ende desselben direct mit einem Quecksilbernapf verbinden, und in denselben abwechselnd das andere Ende eintauchen und aus demselben herausheben. Sowohl nach dem Schliessen, als auch nach dem Oeffnen des Stromkreises im Drath A kehrt die Nadel des Galvanometers nach ihrem ersten Ausschlag in ihre Ruhelage zurück; vorausgesetzt, dass die Dräthe A und B so weit von dem Galvanometer entfernt sind, dass der Strom in A nicht direct durch seine elektromagnetische Wirkung die Nadel desselben ablenkt. Die Richtung des Ausschlages der Nadel zeigt, dass beim Schliessen des Stromkreises in A ein momentaner Strom in B inducirt wird, dessen Richtung dem Strom in A entgegengesetzt ist. Beim Oeffnen des Stromkreises in A wird dagegen in B ein dem Strom in A gleichgerichteter momentaner Strom inducirt.

Statt den Strom in A entstehen und vergehen zu lassen, würde es genügen, die Intensität desselben zu steigern oder zu vermindern, z. B. indem man erst durch eine Nebenschliessung bewirkt, dass nur ein Theil des Stromes der Säule durch A fliesst und sodann die Nebenschliessung entfernt und später wieder einfügt. Die Induction in B ist dieselbe, wie wenn hier neben dem zuerst durch A fliessenden permanenten Strom, welcher keine inducirende Wirkung ausübt, noch in A ein neuer Strom entstanden und nachher wieder verschwunden wäre.

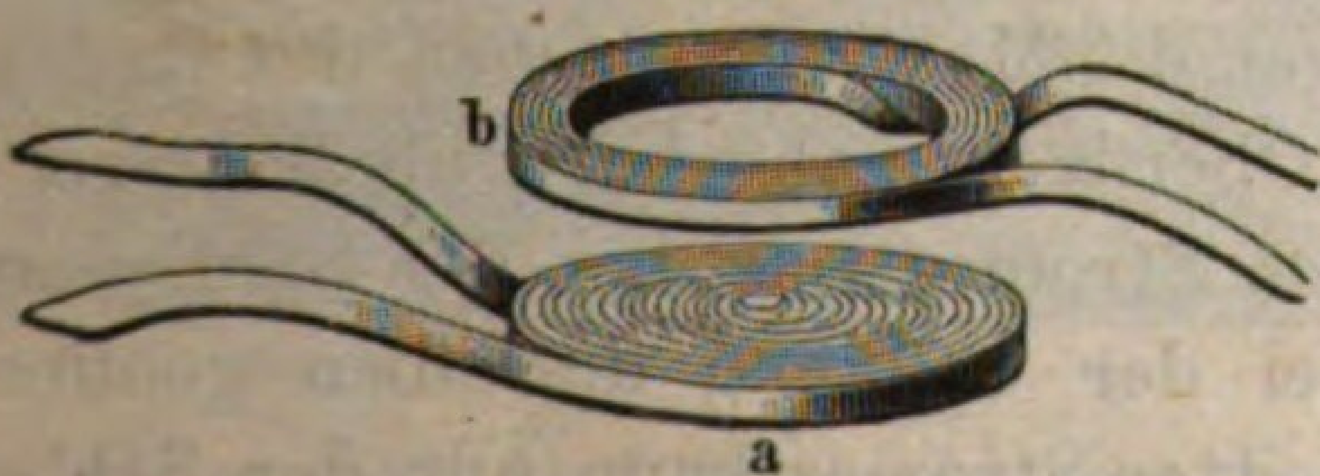
Man kann die inducirende Wirkung der Leiter wesentlich verstärken, 543
wenn man sie in mehreren Windungen übereinander legt und so aufeinander wirken lässt. Zu dem Ende bedient man sich zweckmässig zweier

Fig. 243.



Spiralen von übersponnenem Kupferdrath *A* und *B* (Fig. 243), von denen die erste durch die Dräthe *x* und *y* mit den Poldräthen der Säule verbunden wird, die zweite *B* durch die Klemmen *p* und *q* mit dem Galvanometer in Verbindung steht. Die inducirte oder Inductionsspirale *B* (auch wohl Nebenrolle genannt) ist auf einem Schlitten *s* befestigt, so dass sie sich gerade über die primäre oder inducirende Spirale oder Hauptrolle *A* hinüberschiebt. Man kann dann die Spiralen in verschiedenen Entfernungen von einander aufstellen und die Inductionsströme in *B* untersuchen, wenn *A* abwechselnd mit einer Säule verbunden oder die Verbindung aufgehoben wird. In diesem Fall inducirt der in jeder einzelnen Windung der inducirenden Spirale *A* fliessende Strom in jeder Windung der Inductionsspirale *B* einen entgegengesetzt oder gleich gerichteten Strom und so vermehrt sich die inducirende Wirkung, abgesehen von den Nebenumständen, proportional dem Product der Anzahl der Windungen auf beiden Spiralen.

Fig. 244.



Sehr gut kann man diese Inductionserscheinungen auch an Bandspiralen [1]) (Fig. 244) beobachten, d. h. an flachen Spiralen, welche aus einem etwa 1 bis 2 Zoll breiten und 20 bis 30 Meter langen Kupferblechstreifen gewickelt sind, dessen beide Seiten mit Seidenband bedeckt werden.

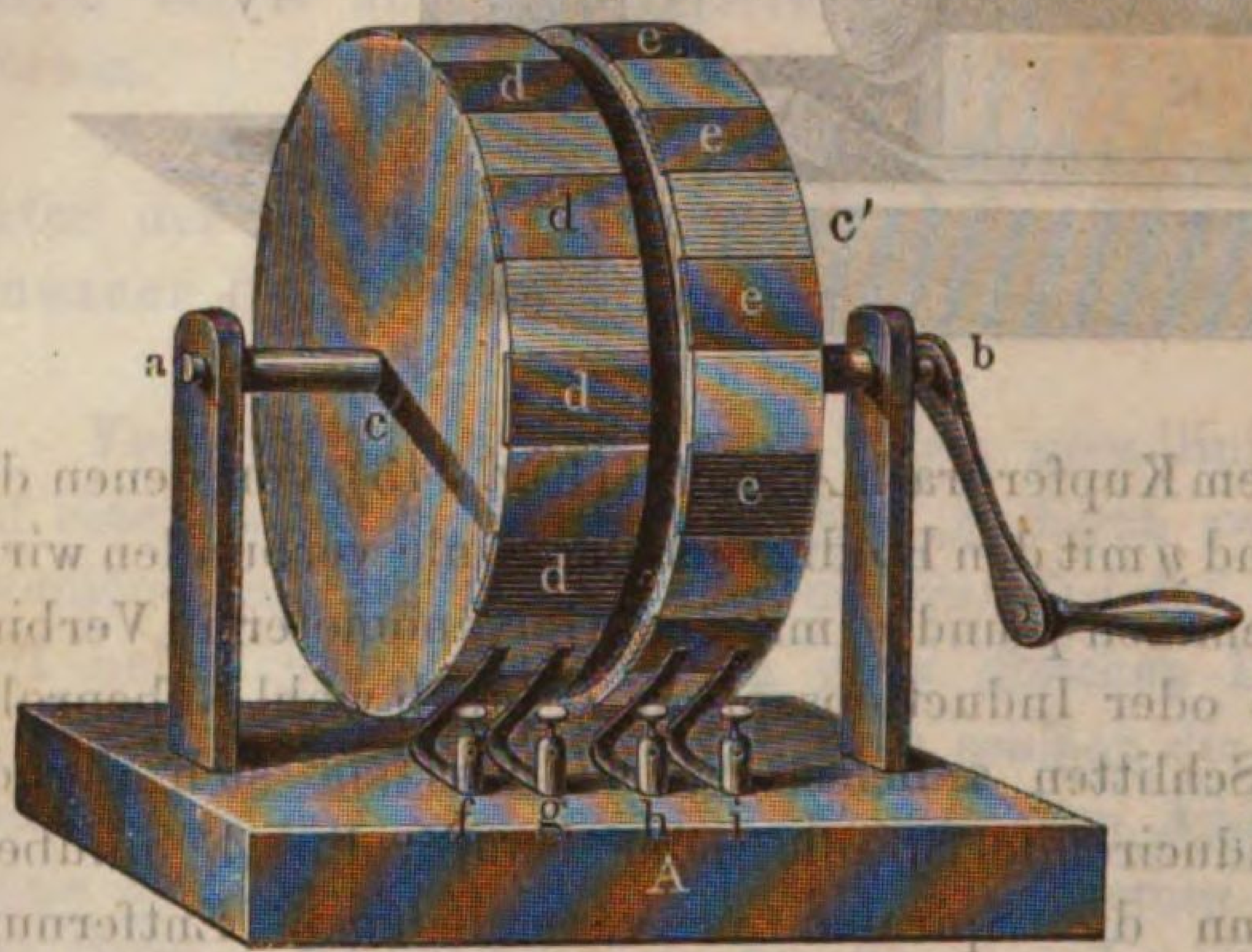
Will man grössere Wirkungen der, beim Oeffnen und Schliessen einer 544
Stromesleitung in einem benachbarten Leiter inducirten Oeffnungs- und

[1]) Henry, Transactions Americ. Philos. Soc. Vol. VI.; Pogg. Ann. Ergänz.-Bd. I, S. 282. 1842.*

Schliessungsströme erhalten, so verwendet man zweckmässig eine ganze Reihe solcher Ströme, indem man die primäre Leitung oft hintereinander öffnet und schliesst und durch eine besondere Vorrichtung in die, der Wirkung der Inductionsströme auszusetzenden Körper nur die Oeffnungs- oder nur die Schliessungsströme eintreten lässt.

Man bedient sich hierzu des Disjunctors, eines zuerst von Dove [1]) angegebenen Apparates. Derselbe lässt sich mit einigen Abänderungen folgendermaassen construiren: Man setzt auf die beiden Hälften einer, durch eine isolirende Schicht, z. B. von Elfenbein, in der Mitte getheilte Metallaxe ab (Fig. 245) zwei Metallräder c und c' auf, deren Ränder abwechselnd mit nicht leitenden Segmenten d und e von Elfenbein oder Horn ausgelegt sind. Gegen die Räder schleifen die mit den gleichnamigen Klemmschrauben verbundenen Federn f, g und h, i. Die Räder c und c' können durch eine Kurbel oder durch ein besonderes Schwungrad und einen Schnurlauf mit der sie tragenden Axe in Rotation versetzt werden. Man schaltet nun durch die Klemmschrauben f und g das Rad c in einen Schliessungskreis ein, welcher eine Säule und die inducirende Spirale enthält, während das Rad c' durch die Klemmschrauben h und i in den Schliessungskreis der Inductionsspirale eingefügt wird.

Fig. 245.



Hat man die Räder c und c' so auf die Axe aufgesetzt, dass bei ihrer Drehung die Federn h und i eher gegen die Metalloberflächen des Rades c' schleifen, als die Federn f und g gegen die Metalloberflächen des Rades c, dagegen erstere auch früher von jenen Oberflächen abgeleitet als letztere, so ist der Schliessungskreis des inducirten Stromes nur bei der Schliessung des primären Stromes geschlossen, bei der Oeffnung desselben geöffnet; durch den Schliessungskreis des inducirten Stromes kann nur der Schliessungsstrom hindurchgehen. — Verstellt man die Räder umgekehrt so,

[1]) Bei dem Disjunctor von Dove (Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 512. 1838*) waren die Räder c und c' durch weit ausgezackte sternförmige Räder ersetzt, deren Zacken in untergestellte Quecksilberrinnen tauchten. Neben denselben waren auf die Metallaxe volle Metallräder gesetzt, deren Ränder in andere Quecksilberrinnen eingesenkt waren und durch welche die Leitung vermittelt wurde. — Statt der mit isolirenden Sectoren ausgelegten Räder des gezeichneten Apparates kann man auch gewöhnliche Zahnräder von Metall verwenden oder auch Räder von Holz, Elfenbein u. s. f., welche man dann mit Metalleinlagen d und e versieht. — Aehnliche Apparate von Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXII, p. 5. 1848.*

dass die Federn *h* und *i* später auf die Metallflächen vor *c'* auftreffen und abgleiten als die Federn *f* und *g* auf die Metallflächen von *d*, so kann durch den Schliessungskreis der Inductionsspirale nur der Oeffnungsstrom hindurchgehen. — Wählt man die Metallflächen des Rades *c'* etwas breiter als die des Rades *c*, so kann man beide Räder so stellen, dass die Mitten ihrer Metallflächen einander entsprechen. Dann wird bei der Drehung der Räder der inducirte Kreis vor dem inducirenden geschlossen und nach dem Oeffnen desselben geöffnet. Dann gehen durch den ersteren sowohl die Schliessungs- wie die Oeffnungsströme hindurch.

Will man nur eine Reihe abwechselnd gerichteter Inductionsströme ha- 545
ben, so kann man das abwechselnde Oeffnen und Schliessen des inducirenden Kreises auch durch einen selbstthätigen Unterbrecher, z. B. durch ein Barlow'sches Rad (§. 133) oder den §. 134 beschriebenen Rotationsapparat von Ritchie vornehmen. Zweckmässiger benutzt man hierzu den Wagner-Neef'schen Hammer[1]), dessen sich auch du Bois Reymond in seinem sehr zweckmässigen Schlittenapparat zur Erzeugung von Inductionsströmen bedient. Dieser Apparat (Fig. 246) hat im Wesentlichen die Construction des Fig. 243 gezeichneten Apparates, an welchem noch vor dem Brett *N* der Wagner'sche Hammer angebracht ist, welcher den durch die inducirende Spirale *A* geleiteten Strom unterbricht.

Fig. 246.

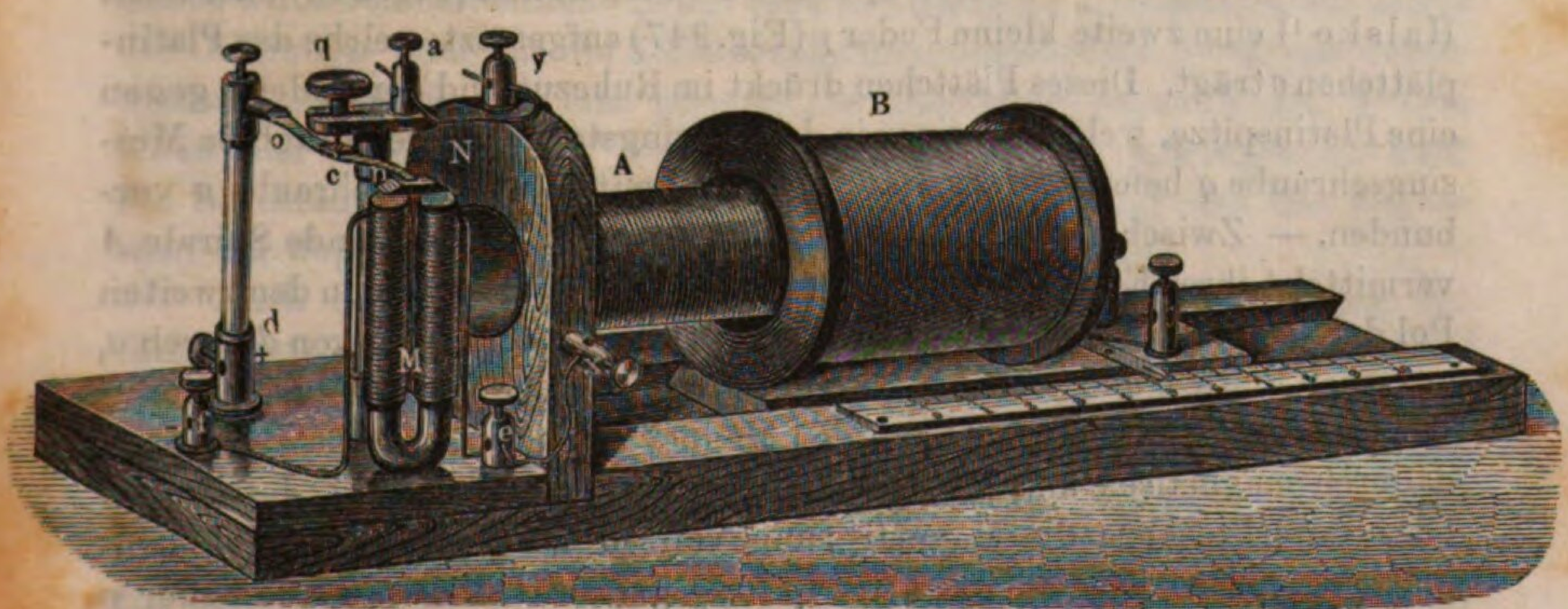


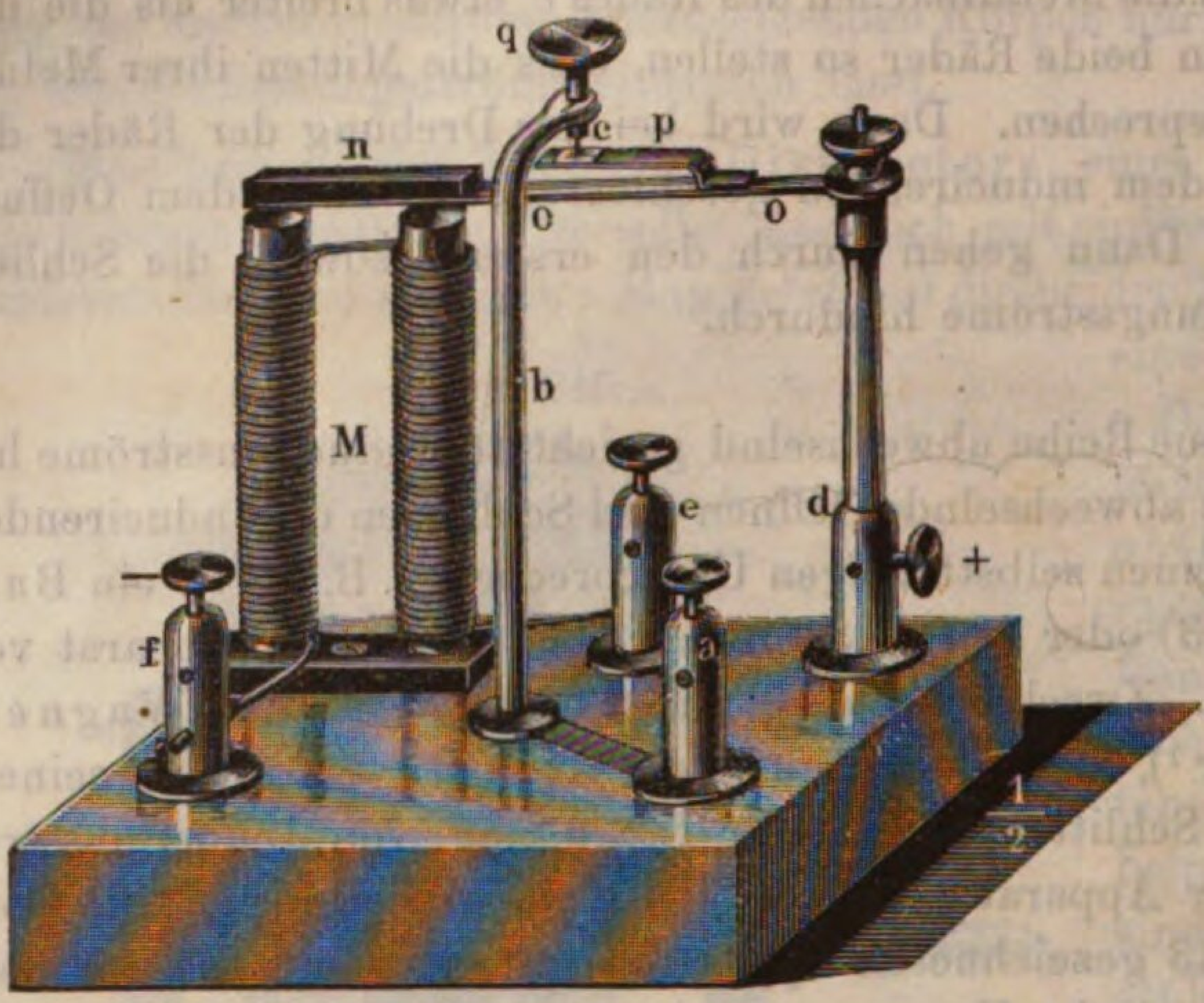
Fig. 247 (a. f. S.) giebt eine besondere Zeichnung des Wagner'schen Hammers in etwas anderer Form wie in Fig. 246. Die Buchstaben der Fig. 246 und 247 passen beide für die folgende Beschreibung desselben.

Die mit dem einen Pol einer Säule verbundene Klemmschraube *f* steht mit dem Spiraldrath eines Elektromagnetes *M* in Verbindung, dessen anderes Ende zur Klemmschraube *e* führt. Der Elektromagnet selbst besteht aus zwei, zur Vermeidung des magnetischen Residuums hohlen

[1]) J. P. Wagner, Pogg. Ann. Bd. XLVI, S. 107. 1839.*

Eisenröhren, welche unten auf eine Eisenplatte aufgeschraubt und oben durch kleine polirte Eisencylinder geschlossen sind. Ueber den Polen des Magnetes befindet sich der parallelepipedische Anker *n* von Eisen, welcher an dem einen Ende einer flachen, auf das obere Ende des Metallstabes *d* aufgeschraubten Messingfeder *o* befestigt ist. Um die unmittelbare Berührung des Ankers mit dem Magnet zu vermeiden, bei welcher derselbe auch nach der Oeffnung des magnetisirenden Stromes an letzterem haften würde, ist der Anker *n* unterhalb mit einem Papier- oder Messingstreifen belegt. Auf der Feder *o* ist unmittelbar ein kleines Platinplättchen *c* aufgelöthet (Fig. 246) oder nach Halske [1]) eine zweite kleine Feder *p* (Fig. 247) aufgesetzt, welche das Platinplättchen *c* trägt. Dieses Plättchen drückt im Ruhezustand der Feder *o* gegen eine Platinspitze, welche an einer in das Messingstatif *b* eingeschraubten Messingschraube *q* befestigt ist. Das Statif *b* ist mit der Klemmschraube *a* verbunden. — Zwischen den Klemmen *e* und *a* wird die inducirende Spirale *A* vermittelst ihrer Enden *x* und *y* eingefügt. — Verbindet man nun den zweiten Pol der Säule mit der Klemmschraube *d*, so fliesst der Strom von *d* durch *o*, zwischen Platte *c* und Schraube *q* hindurch über *b* und *a*, sodann durch die inducirende Spirale nach *e* und um den Magnet *M* nach *f*. Der letztere wird dadurch magnetisch und zieht den Anker *n* an. Dabei wird der Strom bei *c* unterbrochen; die Magnetisirung von *M* hört auf und das Platinplättchen *c* wird wieder gegen die Spitze *q* gedrückt u. s. w. — Die Feder *p* (Fig. 247) bewirkt hierbei, dass, wenn der Magnet *M* schon durch den seine Windungen durchfliessenden Strom magnetisirt ist, und sich der Anker *n* mit der Feder *o* gegen seine Pole hinbewegt, doch noch einige Zeit durch die Federkraft von *p* der inducirende Strom zwischen der Schraube *q* und der darunter befindlichen Platinplatte *c* geschlossen bleibt und erst, wenn der Anker eine sehr grosse Geschwindigkeit erlangt hat, ganz plötzlich unterbrochen wird. Auf diese Weise geschieht die Induction in der Inductionsrolle in kürzerer Zeit, was für manche Zwecke sehr praktisch ist,

Fig. 247.



[1]) Halske und Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 641. 1856.* Vgl. auch Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 366. 1855.*

z. B. wenn man durch die Inductionsströme bedeutende physiologische Wirkungen oder Funkenentladungen erhalten will. — Will man diese schnelle Oeffnung des inducirenden Stromes nicht herstellen, so kann man an dem Apparat die Feder *p* fortlassen und, wie in Fig. 246, die auf derselben angebrachte Platinplatte unterhalb der Schraube *q* direct auf die Feder *o* auflöthen. — Will man den Strom in der inducirenden Rolle öfter noch unterbrechen, als bei jeder Hin- und Herschwingung der Feder *o* des Apparates Fig. 247, oder ihn auch in abwechselnder Richtung durch die Rolle leiten, so kann man an der Feder *o* noch eine nach unten gerichtete Platinplatte anbringen, der eine zweite Platinspitze gegenübersteht, gegen welche jene Platinplatte beim Niedergang des Ankers *n* gegenschlägt [1]). Man verbindet dann die Enden der inducirenden Rolle mit *e* und *d*, die Pole der Säule mit *a* und *f* und die untere zweite Spitze, sowie die Klemmschraube *e* mit den Polen einer zweiten Säule. Je nachdem hierbei die Verbindung mit den Polen der zweiten Säule in dem einen oder anderen Sinne geschieht, wird beim Anschlagen der Feder gegen die untere Spitze der Strom in der inducirenden Spirale die gleiche oder entgegengesetzte Richtung haben wie der Strom, welcher die Spirale beim Anschlagen der Feder *p* gegen die obere Spitze *q* durchfliesst [2]).

Mittelst dieser Apparate kann man leicht zeigen, dass die Wirkungen 546
der Inductionsströme dieselben sind wie die der gewöhnlichen Hydroströme. Die Ablenkung einer Magnetnadel durch die Inductionsströme haben wir schon betrachtet. Leitet man mit Hülfe des Disjunctors, sei es nur die Oeffnungs- oder nur die Schliessungsinductionsströme durch ein Galvanometer, so erhält man eine permanente Ablenkung seiner Nadel in dem einen oder anderen Sinne. — Leitet man sowohl die Oeffnungs- als auch die Schliessungsströme durch das Galvanometer, so zeigt sich das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung seiner Nadel (§. 210).

Auch die Magnetisirung von Eisen und Stahl kann durch Inductionsströme bewirkt werden. Leitet man z. B. nur einen einzelnen Oeffnungs- oder Schliessungsstrom durch eine Spirale, in welche man eine Stahlnadel eingelegt hat, so erhält sie je nach der Richtung jenes Stromes permanenten Magnetismus. Durch Anwendung des Disjunctors kann man leicht einen weichen Eisenstab mit Hülfe der Inductionsströme auch für längere Zeit zu einem Elektromagnet machen, indem man durch die ihn umgebende Spirale eine Reihe von Oeffnungs- oder von Schliessungsinductionsströmen leitet.

Auch elektrodynamische Wirkungen zeigen die Inductionsströme. Leitet man dieselben durch die beiden Rollen eines Bifilardynamometers, so ziehen sich dieselben an, wenn auch die Richtung der inducirten Ströme wechselt, da stets dieser Wechsel gleichzeitig in beiden Rollen des Dynamometers stattfindet. Die Ablenkung der Bifilarrolle entspricht bei glei-

[1]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 290. 1854.* — [2]) Ein ähnlicher Apparat auch von Rijke, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 69. 1856.*

cher Zeitdauer der Inductionsströme dem Quadrat ihrer Intensität. Es ist das Dynamometer in dieser Beziehung ein sehr geeignetes Instrument zur Messung der Intensität jener Ströme. — Leitet man die Inductionsströme nur durch die Bifilarrolle, durch die feste Rolle aber einen constanten Strom, so müssen erstere alle gleichgerichtet sein, um eine constante Ablenkung der Bifilarrolle hervorzubringen.

Auch chemische Wirkungen vermögen die Inductionsströme hervorzubringen. Schon ein einziger inducirter Strom, den man vermittelst Platinelektroden durch ein mit Jodkaliumkleister bestrichenes und befeuchtetes Papier leitet, zersetzt das Jodkalium, so dass sich unter dem, als positive Elektrode dienenden Drath ein blauer Fleck von Jod abscheidet. — Leitet man einen solchen einzelnen inducirten Strom durch ein mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes Voltameter, so kann man bei nachheriger Verbindung seiner Elektroden mit dem Galvanometer die Polarisation derselben nachweisen. Indess ist doch die Polarisation nur gering; sehr viel bedeutender wird sie, wenn man mehrere Inductionsströme hintereinander in gleicher Richtung durch das Voltameter leitet [1]). — Leitet man die beim Oeffnen und Schliessen des primären Stromes abwechselnd gerichteten Inductionsströme durch ein Voltameter, so erscheinen die Gase Sauerstoff und Wasserstoff abwechselnd an beiden Elektroden und vereinen sich an denselben zum Theil wieder, wenn die Inductionsströme schnell aufeinander folgen. Die hierbei auftretenden Erscheinungen haben wir schon Th. I. §§. 177 und 178 näher ausgeführt. — Die specifischen Unterschiede, welche man zuweilen hierbei zwischen den Wirkungen der gewöhnlichen Hydroströme und Inductionsströme aufstellen wollte, haben sich durchaus nicht bestätigt [2]).

Lässt man eine Reihe gleich oder abwechselnd gerichteter Inductionsströme durch einen dünnen Platindrath hindurchgehen, so zeigt das Glühen desselben auch die thermische Wirkung derselben an.

Schaltet man endlich den menschlichen Körper durch zwei an den Enden der Leitung angebrachte metallene Handhaben, welche man mit den Händen ergreift, in den Schliessungskreis der Inductionsströme ein, welche z. B. durch den du Bois'schen Schlittenapparat erzeugt werden, so erhält man Erschütterungen, so dass die Inductionsströme auch physiologische Wirkungen ausüben.

Wir werden diese verschiedenen Wirkungen der Inductionsströme erst näher betrachten können, wenn wir von ihrer Zeitdauer gesprochen haben.

457 Ganz ähnliche Erscheinungen wie beim Entstehen und Vergehen des Stromes in dem inducirenden Drath A erhält man, wenn man denselben nur dem mit dem Galvanometer verbundenen Drath B nähert oder ihn

1) Marianini, Bibl. univ. T. LI, p. 16; Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 459. 1833.* — 2) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XLVIII, S. 385. 1839.*

von demselben entfernt. Man kann hierbei sowohl geradlinige als im Zickzack gebogene Dräthe, wie auch Bandspiralen verwenden oder sich zweckmässig des Fig. 243 gezeichneten Apparates bedienen, vermittelst dessen man zwei Spiralen leicht parallel ihrer Axe gegeneinander verschieben kann.

Leitet man durch die inducirende Spirale A einen Strom von constanter Intensität, so schlägt die Nadel des mit der Inductionsspirale B verbundenen Galvanometers jedesmal aus, wenn man die Spirale B an A heranschiebt oder von A entfernt; kehrt aber nach dem Aufhören dieser Bewegung sogleich in ihre Ruhelage zurück. — Die Richtung des Ausschlages ergiebt, dass der beim Nähern inducirte Strom in den dem ruhenden Drath A parallel liegenden Theilen des bewegten Drathes B dem inducirenden Strome entgegengesetzt gerichtet ist; dass beim Entfernen der inducirte Strom dem inducirenden gleichgerichtet ist.

Statt die Spirale B zu bewegen, A ruhen zu lassen, hätte man ebensogut die vom Strom durchflossene Spirale A an die jetzt ruhende Inductionsspirale B heranbringen oder von ihr entfernen können und hätte dieselben Resultate erhalten.

Statt bei den zuerst beschriebenen Versuchen die Leiter des in- 548
ducirenden und inducirten Stromes sich selbst parallel zu verschieben, kann man auch den einen von ihnen vor dem anderen in irgend einer Weise drehen, so dass dabei, wenn beide vom Strom durch flossen wären, ihre elektrodynamische Wirkung auf einander sich änderte. Man erhält auch dann inducirte Ströme, deren Richtung sich am einfachsten durch folgenden, von Lenz [1]) ausgesprochenen Satz festhalten lässt:

Wird die relative Lage zweier Leiter A und B, von denen der erste A von einem Strom durchflossen ist, geändert, so wird in B stets ein Strom von der Richtung inducirt, dass er durch seine elektrodynamische Wirkung auf den inducirenden Strom in A den Leitern eine Bewegung ertheilen würde, welche der Bewegung, durch die sie die inducirende Wirkung vollbringen, gerade entgegengesetzt wäre.

Halten wir nur das Beispiel des §. 547 fest. In demselben wird in einem Drath beim Nähern eines vom Strom durchflossenen parallelen Drathes ein Strom inducirt, der dem inducirenden entgegengesetzt ist, welcher also durch seine abstossende Wirkung auf den inducirenden Strom die Leiter von einander entfernen würde. Umgekehrt wird beim Entfernen der Leiter von einander ein dem inducirenden gleichgerichteter Strom erzeugt, der also die Leiter einander nähern würde.

[1]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 483. 1834.* Schon früher hatte Ritchie (Phil. Mag. [3.] Vol. IV, p. 11. 1834;* Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 203*) diese Beziehung aufgefasst, indess, wie schon Poggendorff (l. c.) bemerkt, die Bewegungsrichtungen umgekehrt angegeben.

Dieser Satz lässt sich nun auch bei den folgenden Inductionserscheinungen anwenden.

Verbindet man z. B. einen kreisförmigen Leiter *a* von mehreren (etwa 20) Windungen mit den Polen einer Säule und stellt einen ganz ähnlichen zweiten kreisförmigen Leiter *b*, dessen Enden mit dem Galvanometer verbunden sind, in der Weise in ihn hinein, dass die Durchmesser beider Leiter zusammenfallen, ihre Ebenen aber einen Winkel von 90° mit einander machen, so entsteht in dem Leiter *b* jedesmal ein inducirter Strom, wenn die Leiter so gedreht werden, dass ihre Ebenen zusammenfallen. Die Richtung dieses Stromes ist der des Stromes im Leiter *a* entgegengesetzt, so dass also die elektrodynamische Wirkung zwischen dem inducirten und inducirenden Strom die einander genäherten Leiter *a* und *b* von einander entfernen würde. — Dreht man die in einer Ebene befindlichen Leiter so, dass ihre Ebenen wieder einen Winkel von 90° machen, so entsteht umgekehrt ein dem inducirenden gleichgerichteter Strom im Leiter *b* [1]).

549 Wie durch die Annäherung und Entfernung, durch das Schliessen und Oeffnen eines Stromkreises in einem benachbarten Leiter ein Strom inducirt werden kann, können inducirte Ströme auch durch Einwirkung eines Magnetes auf einen Stromleiter entstehen. Dies hat Faraday (l. c.) zuerst gezeigt. Man kann, um die Richtung derselben zu bestimmen, stets an Stelle des Magnetes die Molekularströme setzen, welche um die einzelnen Theile des Magnetes in gewissen Richtungen circuliren.

Die Inductionsströme, welche in einem Leiter hervorgerufen werden, wenn in seiner Nähe plötzlich ein Magnet entsteht oder der Magnetismus desselben plötzlich wieder vernichtet wird, lassen sich z. B. in folgender Art nachweisen. Man umwindet einen als Anker eines hufeisenförmigen Stahl- oder Elektromagnetes dienenden Stab von weichem Eisen mit einer Spirale von langem, dünnem, übersponnenem Kupferdrath. Man legt die von der Ueberspinnung befreiten Enden desselben quer übereinander [2]), oder lässt noch besser das eine Ende desselben in eine kleine, schwach amalgamirte Kupferplatte endigen und stellt das andere, zugespitzte und gleichfalls amalgamirte Ende des Drathes der Spirale federnd auf die Platte auf [3]). Im Moment des Abreissens des Ankers vom Magnet vibriren die übereinander gelegten Drathenden oder die Spitze auf der Platte; zugleich verschwindet der Magnetismus des Ankers, und es entsteht in der umgebenden Spirale ein Strom. Hierdurch springt zwischen beiden Enden der Leitung ein Funken über. — Selbstverständlich erhält man bei Anwendung natürlicher Magnete von Magneteisenstein dieselben Resultate [4]).

[1]) Lenz, l. c. S. 487.* — [2]) Strehlke, Pogg. Ann. Bd. XXV, S. 186. 1832.* — [3]) Faraday, Exp. Res. Vol. II, p. 169;* Pogg. Ann. Bd. XXV, S. 187. 1832.* — [4]) Forbes, Phil. Mag. [3.] Vol. I, p. 49. 1832.*

Verbindet man die Enden der auf den Anker gewundenen Inductionsspirale mit einem Galvanometer, so zeigt der Ausschlag seiner Nadel an, dass beim Abreissen des Ankers in der Spirale ein Inductionsstrom erzeugt wird, der den Molekularströmen des magnetischen Ankers gleichgerichtet ist. Legt man den Anker wieder an den Magnet an, so zeigt die Ablenkung der Nadel einen seinen Molekularströmen entgegengesetzt gerichteten Inductionsstrom an [1]).

Man braucht bei diesen Versuchen den Anker nicht völlig auf den Magnet aufzulegen und von ihm abzuheben; es genügt, seinen Magnetismus zu ändern, indem man ihn nur aus einiger Entfernung den Magnetpolen nähert und wieder von ihnen entfernt. — Auch könnte man den Magnet selbst mit einer Drathspirale umwickeln. Da auch in ihm beim Anlegen und Entfernen des Ankers der Magnetismus temporär sich ändert, so werden auch in diesem Fall in der Spirale inducirte Ströme erzeugt [2]).

Ebenso erhält man Inductionsströme, wenn man den mit einer Spirale umwundenen Anker auf einen Elektromagnet legt und den denselben erregenden Strom abwechselnd öffnet und schliesst. Ein mit der Spirale verbundenes Galvanometer zeigt dann die abwechselnd gerichteten Inductionsströme an. Dasselbe ergiebt sich, wenn man einen geschlossenen Eisenring an einer Stelle mit der Magnetisirungsspirale, an der diametral gegenüberliegenden Stelle mit der Inductionsspirale umgiebt [3]). — Schon durch einen einzelnen solcher Magnetoinductionsströme kann man einen weichen Eisenstab temporär magnetisiren. Legt man an einen Elektromagnet einen mit Drath umwickelten Anker und verbindet die Enden des Drathes mit einer Spirale, in der sich ein weicher Eisenstab befindet, unter welchen Eisenfeilen gestreut sind, so richten sich letztere jedesmal auf, wenn man den den Elektromagnet erregenden Strom vermittelst eines Gyrotrops umkehrt [4]).

In ganz gleicher Weise erhält man in einer Spirale Inductionsströme, wenn man dieselbe über eine zweite, von einem constanten Strom durchflossene Spirale hinüberschiebt und nun in letztere einen Eisenkern einführt. Ihre Richtung entspricht ganz der oben gemachten Angabe.

Wie der Eisenkern würde, wenn auch schwächer, durch seine temporäre Magnetisirung ein Stab von Nickel oder Kobalt wirken.

Dagegen würde es sehr schwer sein, beim Einschieben diamagnetischer Metalle in die Spiralen mit Sicherheit nachzuweisen, dass die dabei entstehenden Inductionsströme durch die Aenderung des Diamagnetismus der Metalle wirklich bedingt seien. Die meisten hierauf bezüglichen Versuche ergaben nur Ströme, welche durch die Induction von Strömen in den Massen der diamagnetischen Metalle selbst und die Rückwirkung dieser Ströme auf die in der Nähe befindlichen Inductionsspiralen inducirt

1) Nobili und Antinori, Antologia di Firenze No. CXXXI; Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 473. 1832.* — 2) Vgl. auch Pohl, Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 495. 1832.* — 3) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 27 u. flgde.* — 4) Dove, Pogg. Ann. Bd. XXIX, S. 461. 1833.*

sind, und die eine so bedeutende Intensität im Verhältniss zu den etwa durch diamagnetische Polarisirung der Metalle inducirten Strömen besitzen, dass der Einfluss der letzteren nur schwierig wahrgenommen werden kann [1]).

550 In Flüssigkeiten werden auf ganz gleiche Weise durch Magnete inducirte Ströme erzeugt, wie in metallischen Leitern.

So wand Faraday [2]) um einen cylindrischen Eisenstab eine Kautschukröhre von 0,25″ Durchmesser und 8,5′ Länge in zwölf Umgängen. Die Röhre wurde mit verdünnter Schwefelsäure ($^1/_3$) gefüllt und ihre Enden durch Korke verschlossen, durch welche Kupferdräthe hindurchgingen, welche mit den Enden des Drathes des Galvanometers verbunden waren. Der so umwundene Eisenstab wurde als Anker auf einen Elektromagnet gelegt und der ihn erregende Strom abwechselnd geschlossen und geöffnet. Hierbei wurden in der Flüssigkeit in der Röhre Ströme inducirt, welche die gleiche Richtung hatten wie die Inductionsströme in einem in gleichem Sinne um den Eisenstab gewundenen Drath. Die von den Enden der Röhre zum Galvanometer gehenden Dräthe waren so gestellt, dass in ihnen selbst beim Oeffnen und Schliessen des magnetisirenden Stromes keine Induction erfolgte. — Auch setzte Faraday unter einen Eisenstab, der als Anker auf einen Elektromagnet gelegt war, eine Schale voll sauren Wassers und senkte zu beiden Seiten des Stabes Platinplatten in dasselbe, welche mit dem Galvanometer verbunden waren. Hier entstand ebenfalls beim Erregen und Aufheben der Magnetisirung des Magnetes in der Flüssigkeit ein die Galvanometernadel ablenkender Inductionsstrom.

551 Auch wenn man nur die relative Lage eines Magnetes und eines Leiters gegeneinander ändert, wird in letzterem ein Strom inducirt.

Schiebt man z. B. in den inneren Raum einer mit dem Galvanometer verbundenen Spirale einen Stahlmagnet mit dem einen Pol ein, so weist der Ausschlag der Nadel des Galvanometers nach, dass in der Spirale ein Strom inducirt worden ist, der den Molekularströmen des Magnetes entgegengesetzt gerichtet ist. Zieht man den Magnet plötzlich aus der Spirale heraus, so ist der Inductionsstrom jenen Molekularströmen gleichgerichtet. Denken wir uns daher die Drathspirale so aufgestellt, dass ihre Axe vertical ist, und schieben wir von oben her den Südpol eines Stahlmagnetes in sie hinein, so circulirt der inducirte Strom (von oben betrachtet) durch die Windungen der Spirale in der Richtung der Bewegung des Uhrzeigers. Beim Herausziehen des Südpoles circulirt der Strom in entgegengesetzter Richtung. Ersetzt man den Südpol des Magnetes durch seinen Nordpol, so kehren sich hierbei die Richtungen der inducirten

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXIII. 1850.* — [2]) Faraday, Phil. Mag. [4.] T. VII, p. 265. 1854;* Pogg. Ann. Bd. XCII, p. 299;* auch Baxter, Edinb. Journ. T. VI. p. 25; Fortschritte 1857, S. 394.*

Ströme um. — Würde man den Magnet ganz durch die Spirale hindurchschieben, so würde die Annäherung und Entfernung desselben in den einzelnen Windungen der Inductionsspirale gleiche und entgegengesetzt gerichtete Inductionsströme hervorrufen, deren chemische Wirkungen z. B. sich gerade aufheben würden. — Wird der Magnet langsam in die Spirale eingeschoben oder aus ihr herausgezogen, so bemerkt man keine Ablenkung der Galvanometernadel. Obgleich die gesammte inducirte elektromotorische Kraft hierbei dieselbe ist, wie beim schnellen Bewegen des Magnetes, so ist doch die Zeit, in welcher dieselbe erregt wird, gegen die Schwingungsdauer der Magnetnadel zu bedeutend, um dieselbe sichtbar zu bewegen [1]). — Wird über einen ruhenden Magnet eine Inductionsspirale geschoben, so zeigen sich die analogen Erscheinungen.

Auch bei diesen Versuchen kann man einen Funken durch den Inductionsstrom erhalten. 552 Man bedient sich dazu einer kurzen, dicken, auf eine etwas längere Papprӧhre *c* (Fig. 248) gewundenen Spirale *b*, deren eines Ende in einer Metalllpatte *p*, deren anderes in einer auf die Platte aufstehenden Spitze *s* endet. In der Papprӧhre befindet sich bei *a* ein Holzpflock. Wird nun der Magnet *m* in die Spirale schnell hineingeschoben, so stösst derselbe gegen den Holzpflock; dieser drückt gegen den Drath *ds*, und so wird im Moment der Entstehung des inducirten Stromes die Spitze von der Platte abgehoben, und ein lebhafter Funken erscheint [2]).

Fig. 248.



Verbindet man zwei parallel nebeneinander gestellte Spiralen so, das 553
ihre Windungen in entgegengesetzten Richtungen laufen und schiebt in beide zugleich die beiden Schenkel eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes ein, so addiren sich die in beiden Spiralen inducirten Ströme und man erhält stärkere Wirkungen, als bei Anwendung nur einer Spirale und eines geraden Magnetstabes [3]).

Verbindet man die Multiplicatoren zweier Galvanometer durch Leitungsdräthe und versetzt das astatische System des einen Galvanometers in Schwingungen, so geräth auch das astatische System des anderen in Schwingungen, selbst wenn die Galvanometer so weit von einander entfernt sind, dass eine directe magnetische Wechselwirkung ihrer astatischen Systeme aufeinander nicht eintreten kann. Es werden nämlich hier wiederum im Multiplicator des ersten Galvanometers durch die Schwingungen der Magnetnadeln Ströme inducirt, welche auch den Multiplicator des anderen Galvanometers durchfliessen. [4])

[1]) Vgl. auch Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XIX, p. 280. 1847.* — [2]) Faraday, Phil. Mag. Vol. V, p. 349. 1834;* Exp. Res. Vol. II, p. 204; Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 292.* — [3]) dal Negro, Phil. Mag. Vol. I, p. 45. 1832;* Faraday, Exp. Res. Vol. II, p. 202.* — [4]) Fechner, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 237. 1838.*

554 Die bei der relativen Bewegung eines geschlossenen Leiters und eines Magnetes in ersterem inducirten Ströme lassen sich ganz in derselben Weise näher bestimmen, wie die inducirten Ströme, welche bei der relativen Bewegung zweier geschlossener Leiter entstehen, von denen der eine vom Strom durchflossen ist, der andere nicht. Auch hier hat der inducirte Strom stets die Richtung, dass die elektromagnetische Wirkung zwischen ihm und dem inducirenden Magnet gerade dem letzteren und dem Stromesleiter die entgegengesetzte Bewegung ertheilen würde, wie die ist, durch welche die Induction hervorgebracht wird [1]).

Wird z. B. zwischen die gegenüberstehenden Halbanker eines hufeisenförmigen Magnetes eine flache Spirale gebracht, so dass die Ebene ihrer Windungen der axialen Verbindungslinie der Pole des Magnetes parallel ist, und dreht man die Spirale um eine gegen diese Linie senkrechte Axe herum, so dass jetzt ihre Windungen sich in äquatorialen Ebenen befinden, so wird dabei in der Spirale ein Strom inducirt, der den Molekularströmen an den beiden Polen des Magnetes gleichgerichtet ist, der also durch seine elektromagnetische Wirkung auf die Magnetpole die Spirale entgegen der ihr ertheilten Bewegung wieder in ihre erste Lage zurückführen würde. Hat man also den Nordpol des Magnetes zur Linken, so würden die inducirten Ströme in den oberen Theilen der Windungen der Spirale zum Beschauer hinfliessen. — Wird die Spirale aus der äquatorialen Lage in die axiale Lage zurückgedreht, so ist die Richtung der Inductionsströme die umgekehrte.

II. Experimentelle Bestimmung der quantitativen Gesetze der Induction in linearen Leitern.

555 Neben den §. 548 und 554 aufgeführten Gesetzen, welche jedesmal die Richtung der inducirten Ströme bestimmen, sind auch die quantitativen Gesetze der so eben behandelten einfacheren Fälle der Voltainduction und Magnetoinduction in linearen Leitern durch experimentelle Untersuchungen festgestellt worden.

Zuerst haben Lenz und Faraday die Gesetze der Magnetoinduction aufgesucht.

Lenz [2]) schob eine Spirale auf einen Cylinder von weichem Eisen, welcher als Anker von den Polen eines starken Stahlmagnetes abgerissen wurde. Der letztere war aus fünf Lamellen zusammengesetzt und trug etwa 22 Pfund. Die Intensität J der in der Spirale inducirten Ströme wurde an einem Galvanometer mit astatischer Nadel durch den ersten Ausschlag α derselben nach der Formel $J = const.\ sin \frac{\alpha}{2}$ bestimmt. Durch Messung des Ausschlages an beiden Enden der Nadel wurden die durch

[1]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XXXI, S. 483. 1834.* — [2]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 385. 1835.*

ihre excentrische Aufhängung bedingten Fehler eliminirt. Auch wurde die Spirale abwechselnd in dem einen und anderen Sinne auf den als Anker dienenden Eisenstab geschoben und aus den beim Abreissen desselben beobachteten entgegengesetzten Ablenkungen der Galvanometernadel das Mittel genommen.

Man erhielt gleiche Resultate, mochten die Windungen auf dem als Anker des Magnetes dienenden Eisenstab bis dicht an den Nordpol oder Südpol des Magnetes geschoben werden, oder in der Mitte beider verbleiben (vgl. §. 357).

Es wurde zuerst ein langer Drath mit den Enden des Drathes des Galvanometers verbunden; die mittleren Theile desselben wurden in 2 bis 20 Windungen um den Anker des Magnetes gewunden. Der Widerstand des Schliessungskreises blieb also ungeändert, die am Galvanometer abgelesenen Intensitäten entsprachen direct den in den Windungen auf dem Anker inducirten elektromotorischen Kräften.

So ergab sich unter Anderm:

Zahl der Windungen: n	2	4	8	10	12	14	16	18	20
$\sin\frac{\alpha}{2}$	0,0491	0,1045	0,2156	0,2740	0,3319	0,3883	0,4470	0,4985	0,5594
$\frac{1}{n}\sin\frac{\alpha}{2}$	0,0245	0,0261	0,0270	0,0274	0,0276	0,0277	0,0279	0,0277	0,0280

Es ist also die durch die Magnetoinduction in der den Anker umgebenden Spirale unter sonst gleichen Umständen erzeugte elektromotorische Kraft der Anzahl ihrer Windungen direct proportional.

Dasselbe Resultat ergab sich, als bei gleichbleibender Leitung zum Galvanometer die Anzahl der Drathwindungen der Spirale auf dem Anker vermehrt wurde. Nur war hier die Intensität der erhaltenen Ströme jedesmal noch mit dem Gesammtwiderstand der Schliessung zu multipliciren, um die der Windungszahl proportionale elektromotorische Kraft zu erhalten.

Es wurden ferner um den als Anker dienenden Eisenstab, dessen Durchmesser 0,73″ betrug, entweder direct 6 bis 10 Drathwindungen gelegt, oder dieselben in gleicher Anzahl auf runde Holzscheiben von 6,57″ und 28″ Durchmesser gewunden, welche auf dem Eisenstab befestigt waren. Da bei dem Abreissen des Ankers von den Polen des Hufeisenmagnetes durch die ungleichzeitige Entfernung der Windungen von denselben Störungen auftraten, wurden die ungleichnamigen Pole zweier gerader Systeme von Magnetstäben an die beiden Enden des Ankers gelegt und beide plötzlich abgerissen.

Die elektromotorischen Kräfte, welche aus den Ablenkungen der Na-

del des mit den Windungen verbundenen Galvanometers berechnet wurden, schwankten nur im Verhältniss von 1 : 1,0838 oder 1 : 1,0107.

Die elektromotorische Kraft der Induction ist also von der Weite der Windungen unabhängig.

556 Bei Anwendung von Spiralen, welche aus verschieden dicken Dräthen gewunden waren, deren Querschnitte sich wie 233 : 839 : 1661 verhielten, ergab sich beim Abreissen des mit ihnen umwundenen Ankers von den Polen des Hufeisenmagnetes das Verhältniss der elektromotorischen Kräfte 1 : 1,00305 : 1,0085. Die elektromotorische Kraft ist von der Dicke der Dräthe unabhängig.

Es wurden ferner Spiralen aus Dräthen von verschiedenem Metall, Kupfer, Eisen, Platin, Messing, gewunden und je zwei derselben hintereinander in einen das Galvanometer enthaltenden Schliessungskreis eingeschaltet. Die eine oder andere der Spiralen wurde auf den Anker des Magnetes geschoben und letzterer von den Polen desselben abgerissen. — In beiden Fällen blieb der Widerstand des Schliessungskreises ungeändert und ebenso der Ausschlag der Nadel des Galvanometers. Es ist also die elektromotorische Kraft auch von dem Stoffe des Drathes unabhängig.

Dieses Resultat ist schon früher von Faraday [1]) auf einem anderen Wege gefunden worden: Er umwand den Anker eines Hufeisenelektromagnetes mit zwei parallelen, gleich langen Dräthen von verschiedenem Material und verband ihre einen Enden so, dass die beim Abreissen und Anlegen des Ankers an den Magnet in ihnen inducirten Ströme einander entgegengerichtet waren. Die anderen Enden der Dräthe wurden mit dem Galvanometer verbunden. Dieses letztere zeigt dann bei der Bewegung des Ankers keinen Strom an. Es ist also das soeben ausgesprochene Gesetz bestätigt. — Die Intensität der Ströme indess, welche erhalten werden, wenn man den Anker mit gleichviel Windungen von verschiedenem Stoff und verschiedener Dicke umwickelt, ist stets umgekehrt proportional dem Widerstand des gesammten Schliessungskreises. Sie vermindert sich daher, wenn man statt eines Drathes von Kupfer einen solchen von Eisen, oder zusammengelöthete Stäbchen von Wismuth oder Antimon zur Inductionsspirale verwendet [2]).

557 Legt man mehrere Windungsreihen übereinander auf den Anker des Magnetes, so nimmt entsprechend die inducirte elektromotorische Kraft zu; zugleich wächst aber auch der Widerstand, und zwar schneller als die Zahl der Windungsreihen, da jede folgende Reihe einen grösseren Umfang besitzt. Bei einem gegebenen Widerstand der äusseren Schliessung der auf den Anker gewundenen Spirale wird also bei einer bestimmten Anzahl der Windungsreihen die Stromintensität J ein Maximum sein.

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 198 bis 216.* — [2]) Nobili und Antinori, Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 478. 1832.*

Es sei der Radius des cylindrischen Ankers k, die Länge des auf ihm mit Drath umwundenen Raumes a, die gesammte Länge des Drathes der Windungen l, die Dicke des Drathes mit seiner Umspinnung $d+\delta$, die Zahl der neben und übereinander liegenden Windungsreihen m und n, der specifische Widerstand des Drathes r, der Widerstand des Drathes ausserhalb der Windungen w, die in jeder Windung inducirte elektromotorische Kraft E, so ist

$$J=\frac{m.n.E}{lr+w}.$$

Nun ist $$m=\frac{a}{d+\delta},$$

$$l=\left(2nk+n^2(d+\delta)\right)\frac{\pi a}{d+\delta},$$

also: $$J=\frac{naE}{\frac{a\pi.r}{d^2}\left(2nk+n^2(d+\delta)\right)+w(d+\delta)}.$$

Setzt man das Differential dieses Werthes nach n gleich Null, so erhält man das Maximum der Stromintensität, wenn:

$$n=d\sqrt{\frac{w}{a\pi r}},$$

und das Maximum der Stromintensität selbst ist:

$$J_m=\frac{d^2E}{2\left(k\pi r+(d+\delta)\sqrt{\frac{\pi rw}{a}}\right)}$$

Dieses Maximum ist also der elektromotorischen Kraft E, d. h. dem im Anker erzeugten Magnetismus proportional, und wächst mit der Dicke d des Drathes, der Länge a des umwundenen Theiles des Ankers; es nimmt ab mit dem Radius k des Ankers und dem Widerstand w der Leitung ausserhalb der um den Anker gelegten Windungen [1]).

Für die beim Oeffnen und Schliessen eines inducirenden Stromes er- 558
zeugte Voltainduction gelten im Allgemeinen dieselben Gesetze, wie für die Magnetoinduction, insofern dieselbe nur von der Zahl der Windungen der Inductionsspirale und dem Stoff und der Dicke des zu ihr verwendeten Drathes abhängt. Dies haben u. A. auch Felici und Gaugain gezeigt.

Felici [2]) wand um einen Cylinder von Holz von 248mm Durchmesser einen Kupferdrath in einer Windung und verband seine Enden durch zwei übersponnene und umeinander gedrillte Leitungsdräthe mit dem Galvanometer. Auf beiden Seiten dieses Drathringes waren auf dem Cylinder zwei gleiche Ringe von Kupferdrath angebracht, durch welche der

[1]) Lenz, l. c. — [2]) Felici, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIV, p. 64. 1852.*

Strom einer Säule geleitet wurde. Ein Commutator diente dazu, in den beiden seitlichen inducirenden Drathringen den Strom abwechselnd zu schliessen und zu öffnen, und zugleich die Richtung der in dem mittleren Drathring inducirten Ströme im Galvanometer gleich zu machen.

Beide inducirende Dräthe wurden so gestellt, dass beim Durchleiten des Stromes durch dieselben in entgegengesetzter Richtung ihre Inductionswirkung auf den mittleren Drath sich gerade aufhob. Wurde der eine dieser Dräthe durch ein Bündel von *n* dünneren, übersponnenen und parallel liegenden Dräthen ersetzt, welche nur an ihren Enden leitend verbunden waren, so dass der Strom alle nebeneinander, und zwar jeden mit dem *n*ten Theil der Intensität durchfliessen musste, welche er in dem zweiten inducirenden Drathring besass, so blieb die Gleichheit der inducirenden Wirkung bestehen. — Wurde der eine der seitlichen Dräthe statt von Kupfer, von Zink, Eisen u. s. w. gebildet, und wurden beide seitliche Dräthe hintereinander in entgegengesetzter Richtung mit dem Galvanometer verbunden, durch den mittleren Drath aber der alternirende Strom der Säule geleitet, so hoben sich die inducirenden Wirkungen gerade auf. Dasselbe trat bei Ersetzung des einen Drathes durch einen anderen von *n*fachem Querschnitt ein.

Es ist also auch die bei der Voltainduction inducirte elektromotorische Kraft von dem Querschnitt und dem Stoff des Inductionsdrathes unabhängig und die Induction durch *n* Ströme von der Intensität $\frac{J}{n}$ ist gleich der Induction durch einen Strom von der Intensität J.

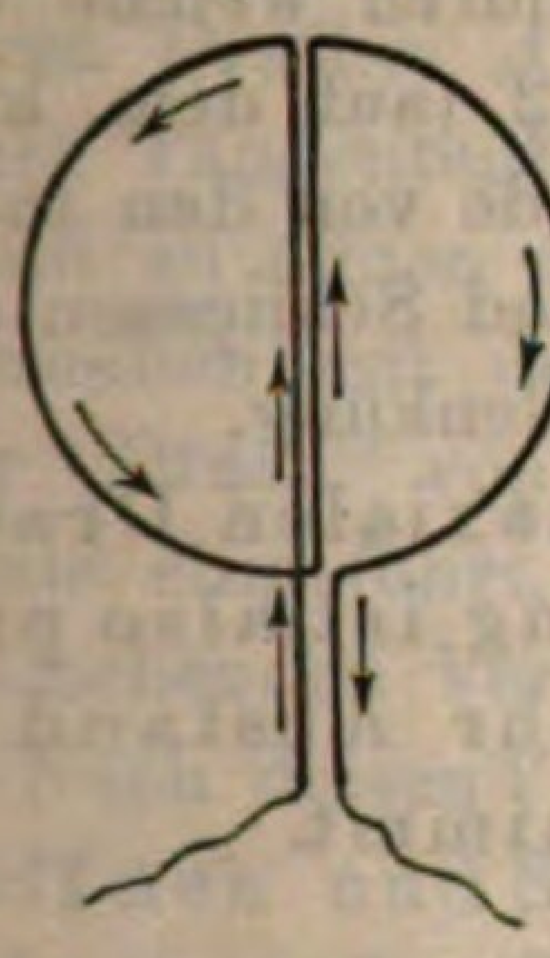
559 Wurde ferner der eine der beiden inducirenden Dräthe durch einen, in engen Schlangenwindungen um ihn herumgelegten Drath ersetzt, so hoben sich gleichfalls die Inductionswirkungen auf. Wie bei den elektrodynamischen Erscheinungen kann man also auch bei den Inductionswirkungen ein Element eines Leiters durch eine Reihe kleiner Elemente ersetzen, die aneinander liegend denselben Anfangs- und Endpunkt wie jenes Element haben, von ihm aber nur sehr wenig entfernt sind.

Wurden endlich auf zwei gleiche Holzcylinder in gleichem Abstand je zwei Spiralen von den Windungszahlen m und n so wie m_1 und n_1 gewunden, und die Spiralen m und m_1 als inducirende, die Spiralen n und n_1 als Inductionsspiralen verwendet, so hoben sich bei entgegengesetzter Verbindung der letzteren mit dem Galvanometer die in ihnen erregten Inductionsströme gerade auf, wenn die Producte $mn = m_1 n_1$ waren.

Die elektromotorische Kraft der Voltainduction ist also dem Product der Windungszahlen der inducirenden und Inductionsspirale proportional.

Es wurden ferner auf drei Holzscheiben Drathringe von 248mm Durchmesser befestigt, deren Enden in der, dem verticalen Diameter entsprechenden Richtung nach unten geleitet wurden, so dass die Ringe die Gestalt Fig. 249 annahmen. Diese drei Ringe wurden so aufgestellt, dass ihre Mittelpunkte in einer geraden Linie lagen und ihre Ebenen auf derselben senkrecht standen. Durch die beiden äusseren Ringe wurde ein Strom in entgegengesetzter Richtung geleitet und der mittlere, mit dem Galvanometer verbundene Ring so lange verschoben, bis beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes in den äusseren Ringen in ihm kein Inductionsstrom entstand. In Folge der Gestalt des inducirten Ringes bildete sich auch ein solcher nicht, als die Ebene des mittleren Ringes auf denen der anderen Ringe vertical stand und der inducirende Stromkreis geöffnet und geschlossen wurde. — Blieb nun endlich der durch die äusseren Ringe geleitete Strom beständig geschlossen, und wurde der mittlere Ring von seiner letzterwähnten Lage aus um 90° herum in die parallele Lage gedreht, so entstand auch hier kein Inductionsstrom, obgleich dies in allen anderen Abständen desselben von den äusseren Ringen stattfand. Wird also der Leiter aus einer Lage, in welcher beim Oeffnen und Schliessen eines inducirenden Stromes in ihm kein Strom inducirt wird, in eine andere ähnliche Lage übergeführt, so entsteht hierbei ebenso wenig ein Inductionsstrom, wie wenn er in der letzteren Lage verharrte und der inducirende Strom geöffnet und geschlossen wurde. 560

Fig. 249.



Indirect kann man hieraus schliessen, dass, *wenn ein Leiter aus einer Lage, in der in demselben durch inducirende Ströme kein Strom inducirt wird, in eine andere übergeführt wird, in ihm ein Inductionsstrom von gleicher Intensität entsteht, wie wenn er in letzterer Lage verharrte, und nun der inducirende Strom geöffnet und geschlossen würde.*

Dieses Resultat lässt sich nach Felici[1]) directer in folgender Art nachweisen: Man stellt neben einem mit dem Galvanometer verbundenen Drath A zwei beliebig gebogene andere Dräthe B und C auf, welche man mit den Polen einer Säule verbinden kann, und verschiebt dieselben so lange, bis beim Schliessen oder Oeffnen des durch sie hindurchgeleiteten Stromes in A kein Inductionsstrom entsteht, also die Galvanometernadel nicht abgelenkt wird. Entfernt man nun nach dem Schliessen des Stromes beide Dräthe plötzlich aus der Nähe von A, so entsteht in letzterem wiederum kein Inductionsstrom. Ein solcher Strom entsteht aber stets beim Entfernen der Dräthe B und C, wenn sich dieselben in Lagen befinden, in denen beim Schliessen und Oeffnen des durch sie hindurchgeleiteten Stromes in dem Drathe A ein Strom inducirt wird.

1) Felici, Nuovo Cimento T. IX, S. 345. 1859.*

561 Es wurden endlich zwei Holzcylinder von den Durchmessern 1 und 2 mit je zwei Drathkreisen umwickelt. Die Windungszahlen der einen derselben, der inducirten Kreise, waren einander gleich. Sie waren in entgegengesetzter Richtung mit einem Galvanometer verbunden. Die Windungszahlen der anderen beiden, inducirenden Kreise, durch welche der Strom einer Säule geleitet wurde, verhielten sich wie 2 (auf dem kleineren) zu 1 (auf dem grösseren Cylinder). Ihre Abstände von den inducirten Kreisen verhielten sich wie 1 : 2. Beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes zeigte das Galvanometer keine Ablenkung.

Die von gleich grossen, parallelen und conaxialen Drathkreisen aufeinander ausgeübte Inductionswirkung ist also proportional ihrem Durchmesser, wenn zugleich ihr Abstand in demselben Verhältniss wie ihr Durchmesser zunimmt.

562 Bei den Versuchen von Gaugain [1]) wurden zwei Kupferdräthe, welche mit Seide übersponnen waren, parallel nebeneinander befestigt, die Enden des einen mit der Säule, die des anderen mit dem Galvanometer verbunden, und der Inductionsstrom im letzteren beim Oeffnen und Schliessen des Stromkreises der Säule bestimmt, während die Dräthe in einer verschiedenen Anzahl Windungen zu Spiralen gewickelt waren. Die Ablenkungen am Galvanometer ergaben unter Anderem folgende Intensitäten der inducirten Ströme:

Windungszahl:	1	2	4	15	30	80
Intensität:	3,5	6,17	10,66	28,55	29,87	28,86

Es wäre hienach bei weiteren Windungen die elektromotorische Kraft des inducirten Stromes annähernd der Zahl der Windungen proportional. Ein allgemeineres Gesetz folgt indess aus diesen Versuchen nicht, da mit wachsender Windungszahl die diametral gegenüber liegenden Stellen der Windungen beider Dräthe einander näher kommen und so stärker aufeinander inducirend wirken, ohne dass die parallel nebeneinander liegenden Stellen derselben in demselben Verhältniss stärkere Inductionswirkungen aufeinander ausüben.

Bei anderen Versuchen hat Gaugain zwei verschieden dicke Dräthe nebeneinander zu einer Spirale gewunden und abwechselnd durch den einen oder anderen einen inducirenden Strom geleitet. Wurde dieser Spirale eine andere gegenübergestellt, deren Enden mit einem Galvanometer verbunden waren, und die Intensität des inducirenden Stromes durch Dratheinschaltungen stets auf derselben Intensität erhalten, so blieb auch die Intensität des inducirten Stromes constant. Dasselbe geschah, als die zweite Spirale als inducirende benutzt und der eine oder andere Drath der ersten mit dem Galvanometer verbunden wurde, während durch eingeschaltete Dräthe der Widerstand der Schliessung constant erhalten wurde.

[1]) Gaugain, Compt. Rend. T. XXXIX, p. 909. 1023. 1854.*

Es ist also die elektromotorische Kraft des inducirten Stromes von dem Querschnitt des inducirenden und inducirten Drathes unabhängig.

Es wurden ferner die Enden des einen Drathes B einer mit zwei Dräthen umwickelten Spirale mit dem Galvanometer, die Enden des anderen Drathes A derselben mit einer constanten Säule unter Einschaltung einer Tangentenboussole verbunden. Statt den Strom der Säule abwechselnd zu öffnen und zu schliessen, wurde bei Aufhebung der Verbindung derselben mit dem Drath A an die Stelle desselben ein entfernt liegender Drath von gleichem Widerstand in den Schliessungskreis der Säule eingeführt, um dadurch die während der Oeffnung der Säule etwa entstehenden Veränderungen ihrer elektromotorischen Kraft zu vermeiden. — Nach diesen Versuchen ist die elektromotorische Kraft des beim Oeffnen und Schliessen inducirten Stromes der Intensität des inducirenden Stromes direct proportional[1]).

Die Gesetze der Induction eines Stromes in einem geschlossenen Leiter bei der Bewegung desselben neben einem von einem constanten Strom durchflossenen Leiter oder einem Magnet sind von W. Weber[2]) experimentell vermittelst seines Dynamometers bestimmt worden. Die bifilar aufgehängte Rolle desselben (vgl. §. 37. Fig. 35) wurde zuerst für sich in Schwingungen versetzt, ohne dass durch die äussere feste Rolle desselben ein Strom geleitet war, und die Weite der aufeinander folgenden Schwingungen derselben an einer Scala bestimmt, welche in einem Abstand von $6018,6^{mm}$ von dem an der Bifilarrolle befestigten Spiegel aufgestellt war. Der mittlere Ruhestand der Bifilarrolle blieb bei der Abnahme der Schwingungsbögen ungeändert, ebenso die mittlere Schwingungsdauer, welche 15,84865″ betrug. Die Differenz der Logarithmen des ersten und fünften, zweiten und sechsten u. ff. Schwingungsbogens, dividirt durch die Zahl der dazwischen liegenden Schwingungen, „das logarithmische Decrement“ der Schwingungen (s. §. 168), blieb gleichfalls constant. Es betrug im Mittel bei 335 Schwingungen $d_0 = 0,002414$, während die grösste Abweichung von dem Mittel 0,000038 betrug. Im Mittel war also in 32 Min. 56,33″ die Schwingungsweite auf die Hälfte herabgesunken. — Wurde nun durch die feste Rolle ein Strom von drei Grove-schen Elementen geleitet, während die Enden der Aufhängungsdräthe der Bifilarrolle mit einander verknüpft waren, so wurde bei jeder Schwingung der Bifilarrolle in ihren Windungen ein Strom inducirt, welcher dem Strom in der festen Rolle entgegengerichtet war, wenn die Windungen der Bifilarrolle sich dem Parallelismus mit denen der festen Rolle näher- 563

1) Ein früher von Wartmann (Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XIX, p. 257. 1847*) gefundenes Gesetz, nach welchem die Intensität der inducirten Ströme in arithmetischer Progression abnehmen sollte, während in den inducirenden Schliessungskreis Dräthe eingeschaltet werden, deren Länge in geometrischer Progression zunimmt, ist nicht allgemein gültig. — 2) W. Weber, Elektrodynamische Maassbest. Th. I, S. 61. 1846.*

ten; dagegen aber gleichgerichtet war, wenn sie sich von der parallelen Lage entfernten. So änderte sich die Richtung des inducirten Stromes von Schwingung zu Schwingung, und die Schwingungsweite der Bifilarrolle veränderte sich nach und nach. Der mittlere Stand derselben wird hierdurch offenbar nicht geändert. — Die Intensität des Stromes wurde an einem der festen Rolle direct gegenübergestellten Spiegelmagnetometer abgelesen, dessen Magnet durch den Strom in der Rolle abgelenkt wurde. Wurde wieder das logarithmische Decrement bestimmt, so ergab sich dasselbe im Mittel zu $d_1 = 0{,}005620$. Während die Schwingungsbogen bei 210 Schwingungen von 764,10 bis 50,08 abnahmen, die am Magnetometer beobachtete Stromintensität von 108,5—109,4 sich änderte, differirte das logarithmische Decrement im Maximo von jenem Mittel doch nur um 0,000087. Nach diesen Beobachtungen wäre die Schwingungsweite jetzt in 14 Min. 8,187″ auf die Hälfte herabgesunken.

Die Differenz der logarithmischen Decremente $d_1 - d_0$, welche mit und ohne Einwirkung des inducirenden Stromes erhalten werden, giebt die Grösse der inducirenden Wirkung des Stromes in der festen Rolle auf die Bifilarrolle.

Da die Differenz $d_1 - d_0$ bei verschiedener Weite der Schwingungsbogen constant ist, so folgt daraus, dass in Folge der Induction allein die Schwingungsbogen nach dem Gesetze einer geometrischen Reihe abnehmen. Die die Abnahme hervorbringende hemmende Kraft, d. h. die Intensität der inducirten Ströme, ist also der Grösse der Schwingungsbogen, oder, da die Schwingungen isochron sind, der in jedem Moment statthabenden Geschwindigkeit der Bewegung des inducirten Drathes der Bifilarrolle proportional.

Dieses selbe Gesetz gilt, wie für die Induction eines geschlossenen Leiters auf einen geschlossenen Leiter, auch für die bei der Bewegung eines in sich geschlossenen Drathes durch einen Magnet in demselben erzeugte Magnetoinduction.

Dies hat Weber auf folgende Weise gezeigt: Vor die Oeffnungen der mit ihrer Axe von Nord nach Süd aufgehängten, in der festen Rolle des Dynamometers schwebenden Bifilarrolle wurden mehrere Magnetstäbe NS in der Lage von West nach Ost nördlich und südlich von derselben hingelegt, dass sie in jener Rolle bei ihren Schwingungen möglichst starke Ströme inducirten. Es wurde

1) das logarithmische Decrement d_o und d_m bestimmt, während die Bifilarrolle einmal geöffnet und sodann durch Verbindung der Aufhängungsdräthe geschlossen war. Es ergab die Differenz:

$$\Delta_m = d_m - d_e = 0{,}002638 - 0{,}002541 = 0{,}000097$$

die dämpfende Wirkung der in der Bifilarrolle inducirten magnetoelektrischen Ströme.

2) Es wurde durch die Bifilarrolle ein schwacher Strom geleitet. Der feste Stand der Rolle änderte sich um

$$k_m = 19{,}1 \text{ Scalentheile,}$$

welcher Werth das **elektromagnetische Drehungsmoment** misst, welches von den Magneten auf die vom Strom durchflossene Bifilarrolle ausgeübt wird.

3) Nach Entfernung der Magnete wurde wiederum die Differenz $d_s - d_e$ der logarithmischen Decremente der Schwingungen der Bifilarrolle bestimmt, während durch die feste Rolle ein Strom geleitet wurde und die Bifilarrolle geschlossen oder geöffnet war. Die Grösse

$$\varDelta_s = d_s - d_e = 0{,}005423 - 0{,}002796 = 0{,}002627$$

entsprach der Wirkung der **Voltainduction** der festen Rolle auf die Bifilarrolle.

4) Endlich wurde auch durch die Bifilarrolle ein Strom von derselben Intensität wie ad 2 geleitet. Die Ablenkung

$$k_s = 101{,}9 \text{ Scalentheile}$$

gab das durch den Strom in der festen Rolle auf die vom Strom durchflossene Bifilarrolle ausgeübte **elektrodynamische Drehungsmoment**.

Nehmen wir an, dass die Intensität I_m und I_s der in der Bifilarrolle bei den Versuchen ad 1 und 3 inducirten Ströme der ad 2 und 4 beobachteten elektromagnetischen und elektrodynamischen Wirkung k_m und k_s proportional ist, so werden die ad 1 und 3 gemessenen logarithmischen Decremente $\varDelta_m$ und $\varDelta_s$ dem Product aus $I_m \,.\, k_m$ und $I_s \,.\, k_s$, d. i. dem Quadrat der Werthe k_m und k_s entsprechen.

Es verhält sich aber:

$$(k_m)^2 : (k_s)^2 = 1 : 28{,}5 \text{ und } \varDelta_m : \varDelta_s = 1 : 27{,}1.$$

Es ist also die durch einen Magnet in einem bewegten Leiter erzeugte Magnetoinduction eben so gross, wie die von einem durch eine feste Rolle geleiteten Strom in ihm erzeugte Voltainduction, wenn die elektromagnetischen und elektrodynamischen Drehungsmomente gleich sind, welche durch den Magnet und durch die vom Strom durchflossene feste Rolle auf den von einem Strom von constanter Intensität durchflossenen beweglichen Leiter ausgeübt werden.

Wird in einer Inductionsspirale auf irgend eine Weise, sei es 564
durch gewöhnliche oder elektromagnetische Induction, sei es durch Erzeugung des Extrastromes in ihr, ein Inductionsstrom erregt, dessen Wirkungen auf einen ausserhalb befindlichen Körper untersucht werden sollen, so wird man die Spirale so einrichten, dass der Inductionsstrom das Maximum der Intensität besitzt. Ist die Länge, der Durchmesser und die Dicke der Umwindung gegeben, so kennt man die Kupfermasse, welche zu dem Drath der Inductionsspirale verwendet werden kann. Wird dieser Drath nmal so lang genommen, also die Zahl der Windungen der Spirale auf das nfache vermehrt, so wird die elektromotorische Kraft der Induction, welche der Zahl der Windungen entspricht, bei gleichbleibender inducirender Kraft auch das nfache sein. Zugleich nimmt bei gleich-

bleibender Kupfermasse der Widerstand des Drathes wegen seiner Verlängerung auf das nfache, und ebenso wegen der Verringerung seines Querschnittes auf das nfache, im Ganzen also auf das n^2fache zu. Ist nun

die elektromotorische Kraft der Induction bei einfacher Windungszahl der Inductionsspirale $= E$
der Widerstand ihres Drathes hierbei $= W$
der Widerstand der Schliessung ausserhalb der Spirale $= w$,

so ist die Intensität I des Stromes bei der nfachen Windungszahl derselben:

$$I = \frac{nE}{n^2 W + w}.$$

Damit die Intensität dieses Stromes ein Maximum sei, muss

$$n^2 W = w$$

sein; d. h. die Spirale muss bei gleichbleibender Kupfermasse so angeordnet werden, dass ihr Widerstand gleich dem übrigen Widerstand der Schliessung ausser ihr gleich ist. — Bei der Erzeugung von Funken und vor Allem bei physiologischen Versuchen, zu welchen die Inductionsströme besonders verwendet werden, ist dieser Widerstand meist sehr bedeutend, so dass man hierbei die Inductionsspiralen aus einem langen dünnen Kupferdrath winden muss. Bei galvanometrischen Versuchen, bei welchen man sich eines Galvanometers mit wenigeren Windungen bedient, wird man sie aus wenigeren Windungen von dickerem Drathe formen. Bei Anwendung verschiedener Inductionsspiralen kann daher bei der einen die physiologische Wirkung bedeutend, die galvanometrische gering sein, bei einer anderen dies Verhältniss sich gerade umkehren, wie dies z. B. von Henry[1]) unter Anwendung verschiedener, aus übersponnenem Kupferdrath gewundener, cylindrischer oder aus schmalen Kupferstreifen gewundener Bandspiralen beobachtet wurde.

III. Induction bei Umkehrung der elektrodynamischen und elektromagnetischen Rotationen. Unipolare Induction.

565 Neben den bisher betrachteten einfacheren Erscheinungen der Induction in linearen Leitern lassen sich noch manche andere aufführen. Nach dem Lenz'schen Gesetz würden wir in allen Fällen inducirte Ströme in einem Schliessungskreise erhalten, in denen durch einen galvanischen Strom in demselben eine Bewegung eines zweiten Leiters oder eines Magnetes hervorgebracht wird, wenn wir umgekehrt den zweiten Leiter oder Magnet

[1]) Henry, Pogg. Ann. Ergänz.-Bd. I, §. 287. 1842.*

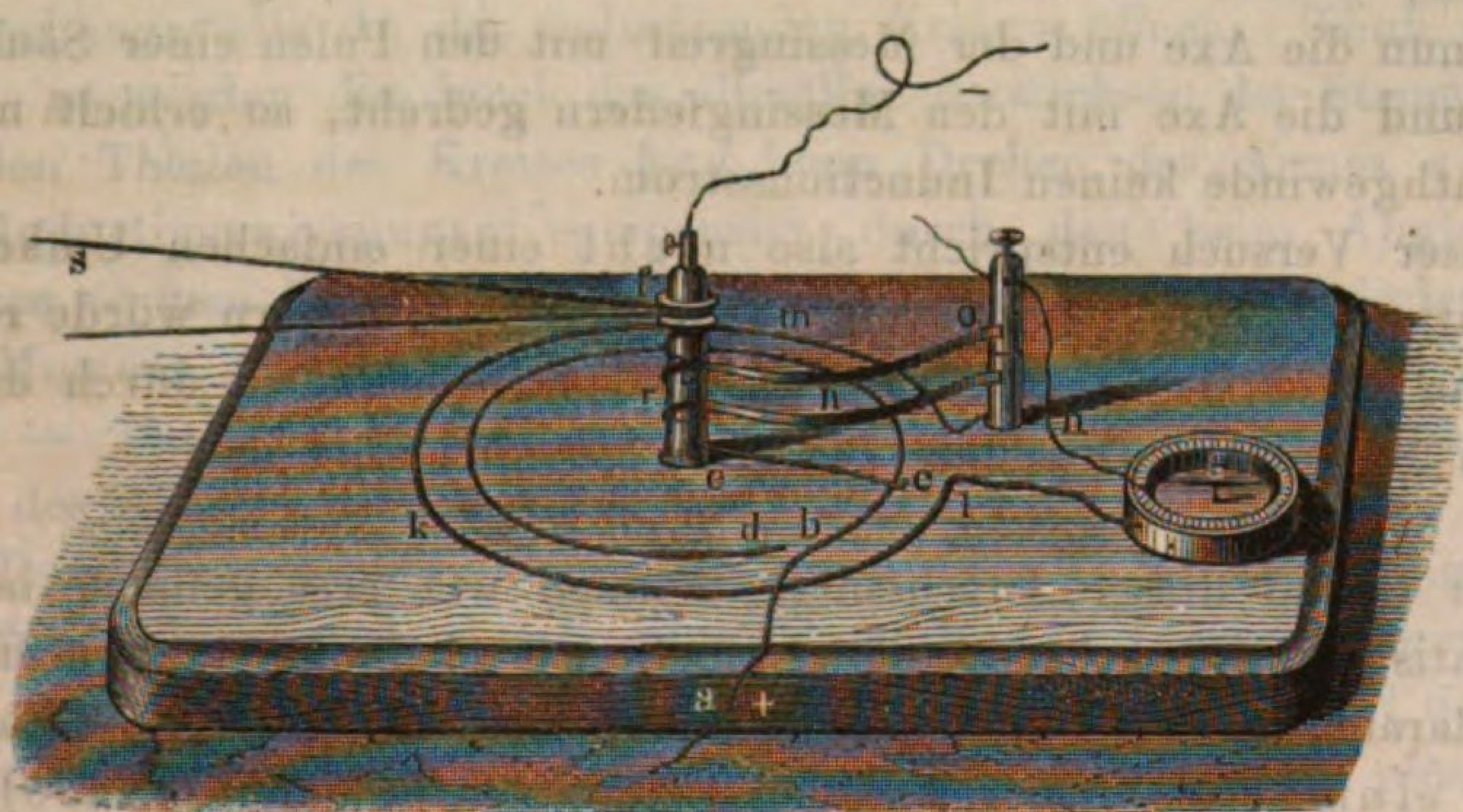
bewegen und den Schliessungskreis, welcher vorher die den bewegenden Strom erregende Säule enthielt, in sich schliessen.

Wir werden daher namentlich die in §. 10 und §. 108 und folgende erwähnten elektrodynamischen und elektromagnetischen Rotationsapparate auch zur Erzeugung von Inductionsströmen verwenden können.

Eine der Umkehrung der elektrodynamischen Rotation ent- 566
sprechender Inductionsversuch, bei welchem noch besondere Eigenthümlichkeiten zu beachten sind, ist der folgende:

Neumann[1]) hat mit dem einen Pol *a* der Säule einen ringförmigen Drath *bcd*, Fig. 250, verbunden, dessen Enden *b* und *d* sehr nahe einan-

Fig. 250.



der gegenüber standen. In der Mitte des Drathringes war eine Metallaxe *ef* aufgestellt, von der ein Drath *ec* ausging, der auf dem Kreise *bcd* schleifte. Das andere Ende *f* der Axe war mit dem anderen Pole der Säule verbunden. Concentrisch zu dem Ring *bcd* war ein zweiter Drathkreis *klm*, „der Inductionskreis", befestigt. Das eine Ende desselben *l* war mit dem einen Ende des Drathes des Galvanometers *g*, das andere mit einer Feder *n* verbunden, die auf einem isolirt auf die Axe *ef* aufgesetzten Blechring *r* schleifte. Eine zweite gegen denselben schleifende Feder *o* führte zum zweiten Ende *h* des Multiplicators. Ein mit Holz ausgelegter Ausschnitt des Blechringes *r* vermittelte, dass jedesmal, wenn der Leiter *ec* bei der Drehung der Axe *ef* von dem Ende *d* des Ringes *bcd* auf das Ende *b* desselben übertrat, der Inductionskreis *lkmnrohg* geöffnet war, so dass die beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Kreises inducirten Ströme nicht in den Multiplicator gelangten. — Bei der Drehung der Axe *ef* vermittelst eines Schwungrades und eines Schnurlaufes *s* erhält man dann einen inducirten Strom.

[1]) Neumann, Abhandl. der Berl. Acad. 1847. S. 59.*

Wird aber die Schliessung des Inductionskreises nicht unterbrochen, während das bewegliche Leiterstück *ec* von *d* auf *b* übertritt, so erhält man bei schneller Drehung keinen Strom, indem die beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Kreises bei jenem Uebergang des Leiterstückes von *d* nach *b* inducirten Ströme sich mit dem durch die Bewegung des Leiterstückes *ec* inducirten gerade aufheben.

567 Einen ganz ähnlichen Versuch hat W. Weber[1]) angestellt, indem er einen Messingreif von 120^{mm} Durchmesser mit 1 Kilogramm übersponnenem Kupferdrath von $0{,}66^{mm}$ Dicke umwickelte, dessen Enden mit dem Multiplicator verbunden waren. Eine Axe, die in der Mitte des Messingreifs aufgestellt war, trug einen Kupferring, von dem drei Messingfedern ausgingen, welche auf der inneren Fläche des Messingreifes schleiften. Wurde nun die Axe und der Messingreif mit den Polen einer Säule verbunden und die Axe mit den Messingfedern gedreht, so erhielt man in dem Drathgewinde keinen Inductionsstrom.

Dieser Versuch entspricht also nicht einer einfachen Umkehrung der Rotationserscheinungen, denn die Axe mit den Federn würde rotiren, wenn man durch sie und den Messingreif und ausserdem durch das den letzteren umgebende Drathgewinde einen Strom leitete.

568 Den Grund dieser Erscheinung können wir erst genauer bei der mathematischen Betrachtung der Inductionserscheinungen angeben. Er beruht darauf, dass der inducirende Kreis zusammengesetzt ist aus zwei Theilen: einmal aus dem rotirenden Leiterstück (*ec* in Fig. 250), welches bei seiner Drehung Inductionswirkungen äussert; zweitens aus dem ruhenden kreisförmigen Stück (*bcd* in Fig. 250). Der Theil dieses Stückes, durch welches der Strom fliesst, ändert bei dem Versuch von Neumann während jeder Umdrehung des gedrehten Leiterstückes (*ec* Fig. 250) seine Länge. Es treten hierdurch stets neue Elemente des Ringes in die Stromleitung ein, in denen der Strom von Null bis zu seiner grössten Stärke ansteigt und dadurch wird eine Inductionswirkung hervorgebracht. — Bei dem Versuch von Weber theilt sich dagegen der durch die Feder an der Axe in den Ring eintretende Strom an jeder Eintrittstelle, indem er von derselben nach beiden Seiten zur Verbindungsstelle des kreisförmigen Stückes mit dem zweiten Pole der Säule hinfliesst. In diesem Falle ändert sich bei der Drehung der Feder in den Elementen des Ringes, über welche dieselben gerade hinweggleitet, die Richtung des Stromes, und zugleich ändert sich die Intensität desselben in den ganzen beiden Hälften der Leitung von der Feder bis zur Ableitungsstelle des Ringes zur Säule. Die durch beide Aenderungen bewirkten Inductionswirkungen auf die den Ring umgebende Spirale heben sich aber gerade auf.

[1]) W. Weber, Elektrodyn. Maassbest. Thl. II, S. 315.

Zu diesen zwei Inductionswirkungen tritt noch eine dritte, indem nämlich die Elektricitäten, welche von dem beweglichen Leiterstück (*ec* in Fig. 250) oder den Federn in dem Apparat von Weber auf den Ring übergehen, bei diesem Uebergange ihre Geschwindigkeit plötzlich ändern. Diese Inductionswirkung findet also an den Gleitstellen der Federn auf dem Ringe statt. Dieselbe compensirt sich gerade mit der Inductionswirkung bei der Drehung des beweglichen Leiterstückes.

Bei dem Versuch von Weber, bei welchem die Inductionswirkung durch den Strom im Messingring aufgehoben war, erhielt man daher gar keinen Strom. Bei dem Versuch von Neumann, bei welchem bei jeder Drehung des beweglichen Leiters *ec* auch der ruhende Drathring *bcd* eine Inductionswirkung ausübt, erhält man einen solchen, wenn man den Inductionskreis beim Uebergang des schleifenden Stückes *ec* über die Unterbrechungsstelle *db* des inducirenden Kreises öffnet. Thut man dies nicht, so werden die durch das allmälige Anwachsen der Stromintensität in allen Theilen des Kreises *bcd* beim Drehen des Armes *ec* erzeugten Inductionswirkungen compensirt durch den beim Abgleiten des Stückes *ec* vom Ende *d* des Ringes *bcd* inducirten Strom, indem in diesem Moment der im Kreise *bcd* entstandene Strom wieder vernichtet wird. — Dann heben sich auch die Inductionswirkungen durch die Drehung des Armes *ec* und an der Gleitstelle gerade auf.

Dass diese letztere Compensation in der That vollständig eintritt, hat W. Weber auch durch einige quantitative Versuche gezeigt. Der Arm *ec* des Apparates Fig. 250 wurde auf den Punkt *d* des inducirenden Leiters gestellt und nun der inducirende Strom plötzlich geschlossen. Der Spiegel des die Intensität des inducirten Stromes messenden Spiegelgalvanometers zeigte eine Ablenkung von 8 Scalentheilen.

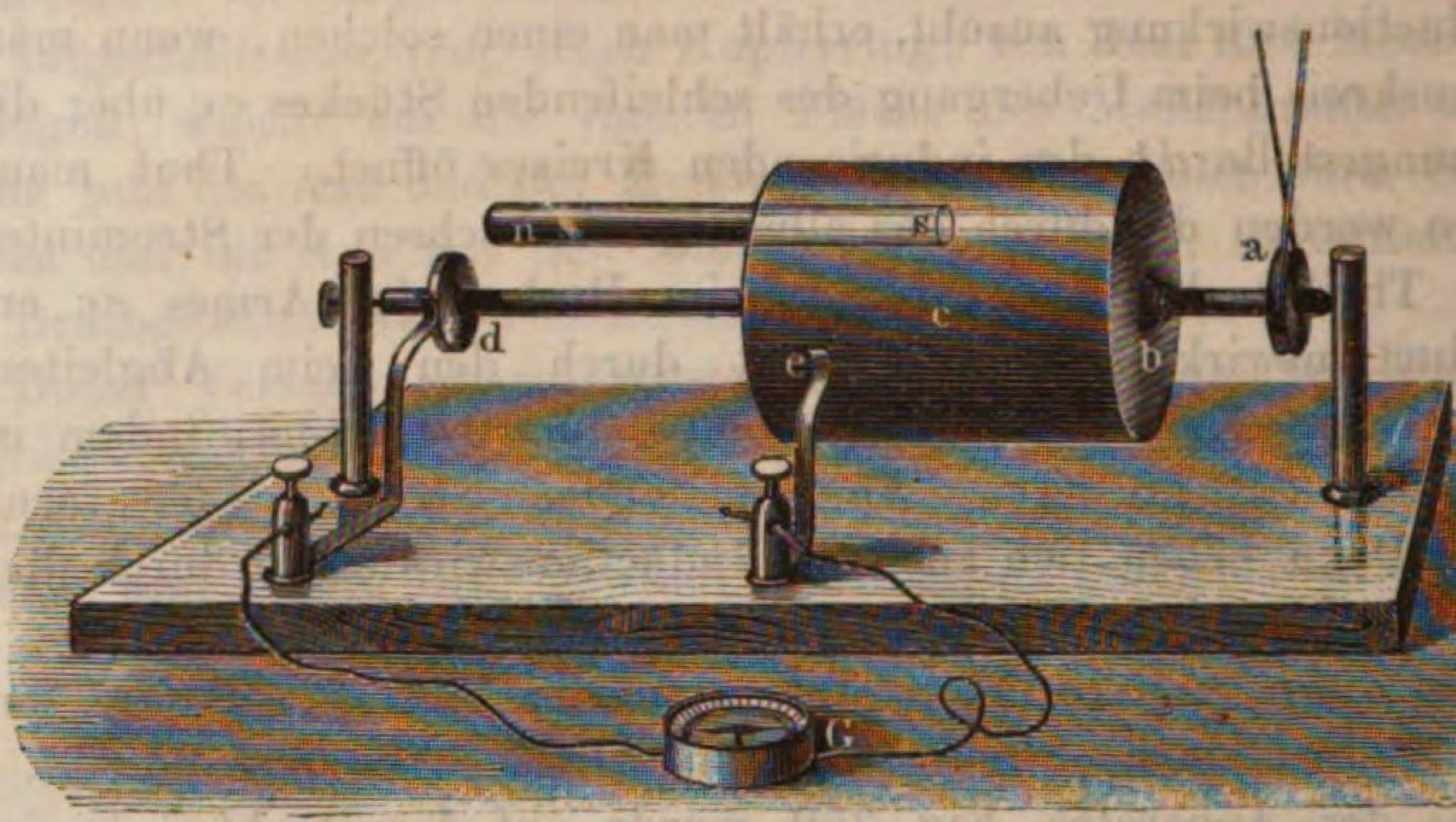
Wurde aber der Bügel *ec* 10 mal in der Secunde herumgedreht und der inducirte Stromkreis jedesmal beim Uebertreten von *ec* von *d* auf *b* geöffnet, so zeigte derselbe eine Ablenkung von 377 Scalentheilen. Der Spiegel des Galvanometers brauchte 10 Secunden zu einer Schwingung, erhielt also während derselben 100 Inductionsstösse. Durch die Formeln des §. 185 kann man nun die jedem einzelnen Inductionsstoss zukommende Ablenkung des Spiegels berechnen. Sie ergiebt sich gleich 8,16, also nahezu wie oben. Es ist also jedenfalls die ganze Induction nur durch das Ansteigen des Stromes in dem ruhenden Drathkreise bei der Drehung des Armes *ec* bedingt.

Bei der Umkehrung der Rotationen eines oder mehrerer Magnete unter Einfluss eines Stromes erhält man gleichfalls Inductionsströme, wenn man die den Strom erregende Säule durch einen beliebigen Leiter ersetzt und die Magnete mechanisch bewegt. Bei dieser Induction zeigen sich keine solchen Anomalien wie bei den so eben erwähnten Inductionen, indem hier die Molekularströme des inducirenden Magnetes unverändert bleiben und nicht plötzliche Geschwindigkeitsänderungen der 569

inducirenden Elektricitäten wie bei der Volta-Induction bei Anwesenheit von Gleitstellen auftreten. Sie sind daher einfach als Umkehrungen der entsprechenden elektromagnetischen Rotationen anzusehen.

Löthet man auf eine Metallaxe *a*, Fig. 251, eine Kupferscheibe *b* und an diese einen der Axe conaxialen, auf der einen Seite offenen Cylinder *c* von Kupferblech, und lässt gegen den Cylinder und einen Punkt der Axe zwei Federn *d* und *e* schleifen, welche mit dem Galvanometer *G* verbunden sind, so zeigt dasselbe einen Ausschlag, wenn man die Axe durch einen Schnurlauf in Rotation versetzt und zugleich den einen Pol *s* eines Magnetes *ns* in den Kupfercylinder einsenkt. — Der hierbei inducirte Strom ist gerade

Fig. 251.



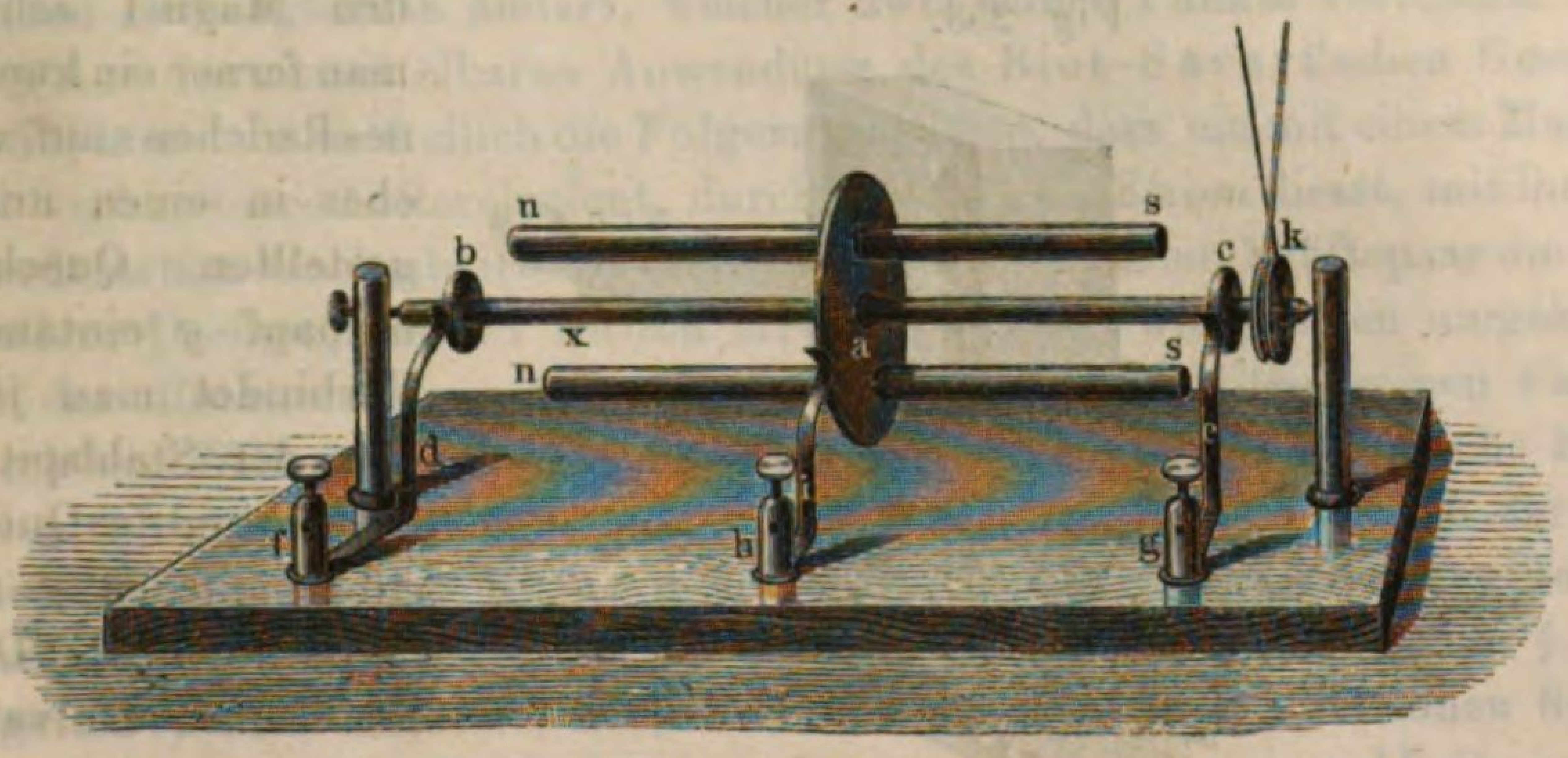
entgegengesetzt gerichtet dem Strom, welchen man vermittelst der Federn *d* und *e* durch den Kupfercylinder *c* leiten müsste, um ihm unter Einfluss des Magnetes *ns* in eine elektromagnetische Rotation zu versetzen, welche der ihm mechanisch mitgetheilten Rotation gleich ist.

In diesem Falle wird die Induction durch die Bewegung des Kupfercylinders an dem Magnet vorbei bedingt sein. Die inductorische Wirkung entspricht der elektromagnetischen Wirkung zwischen ihnen ohne weitere Nebenumstände.

570 Wir befestigen ferner z. B. einen, zwei oder mehrere Magnete *ns*, Fig. 252, parallel neben einander in einer Kupferplatte *a*, welche auf eine den Magneten parallele Axe *xx* aufgesetzt ist. Auf die Axe setzen wir zwei kleinere Metallräder *b* und *c* auf, gegen welche die Federn *d* und *e* schleifen, welche mit den Klemmschrauben *f* und *g* verbunden sind. Lassen wir in gleicher Weise gegen *a* die mit der Klemme *h* verbundene Feder *i* schleifen und verbinden *f* und *h* oder *g* und *h* mit den Polen einer Säule, so rotirt die Platte *a* mit den Magneten. Verbinden wir umgekehrt die Klemmen *f* und *h* oder *g* und *h* mit dem Galvonometer und versetzen mittelst eines um die Rolle *k* gelegten Schnurlaufes die Magnete in Rotation, so entsteht in der Schliessung des Galvanometers ein

Inductionsstrom, der gerade entgegengesetzt ist dem Strom, welcher beim Hindurchleiten durch die betreffenden Federn die Magnete in jene Rota-

Fig. 252.



tion versetzt hätte. Würden wir dagegen die Federn *g* und *f* mit dem Galvanometer verbinden, so erhielten wir eben so wenig bei der Drehung der Scheibe *a* einen Inductionsstrom, wie eine Rotation derselben beim Verbinden der Federn *g* und *f* mit den Polen einer Säule eintritt.

Offenbar kann hier zwischen den Magneten und den mit ihnen fest 571
verbundenen Theilen des Schliessungskreises des inducirten Stromes weder eine elektromagnetische noch auch eine Inductionswirkung ausgeübt werden. Dieselbe beschränkt sich auf die Wechselwirkung zwischen den Magneten einerseits und den Federn *d* und *i* oder *e* und *i* und den zwischen ihnen eingeschalteten Theilen der Schliessung andererseits.

Wie sich bei der Rotation der Magnete durch einen Strom dieselben durch Solenoide ersetzen lassen, so wird dasselbe auch bei den Inductionswirkungen eintreten, so dass sich die Induction zwischen Magneten und Leitern auf die Induction zwischen in sich geschlossenen kleinen Strömen und den Leitern in gleicher Art zurückführen lässt, genau ebenso wie wir die elektromagnetischen Rotationserscheinungen auf elektrodynamische Erscheinungen zurückgeführt haben.

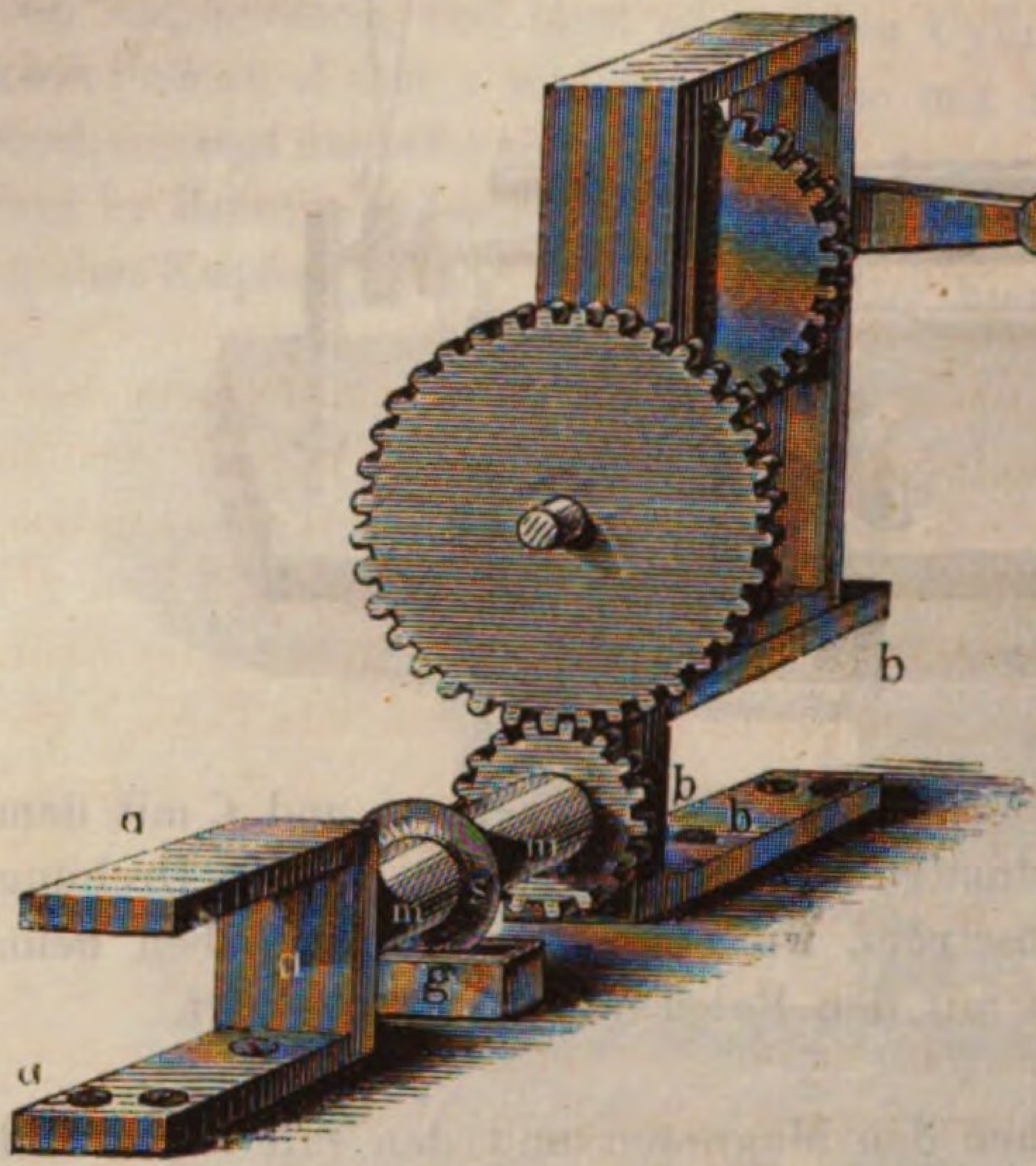
Einen besonderen Fall der im vorigen Paragraphen behandelten Induc- 572
tionserscheinungen liefert die unipolare [nach Matteucci[1]) axiale] Induction durch die Rotation eines Magnetes um seine eigene Axe, welche zuerst von Faraday[2]) beobachtet worden ist.

Man befestigt an den Enden eines cylindrischen, stabförmigen Stahlmagnetes *m*, Fig. 253 a. f. S., metallene Fassungen, durch welche der Magnetstab zwischen zwei stählernen Spitzen *a* und *b* eingesetzt werden

[1]) Matteucci, Cours spécial s. l'induction p. 65. Paris 1854*. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 217—230*; auch Ser. XXVIII.*

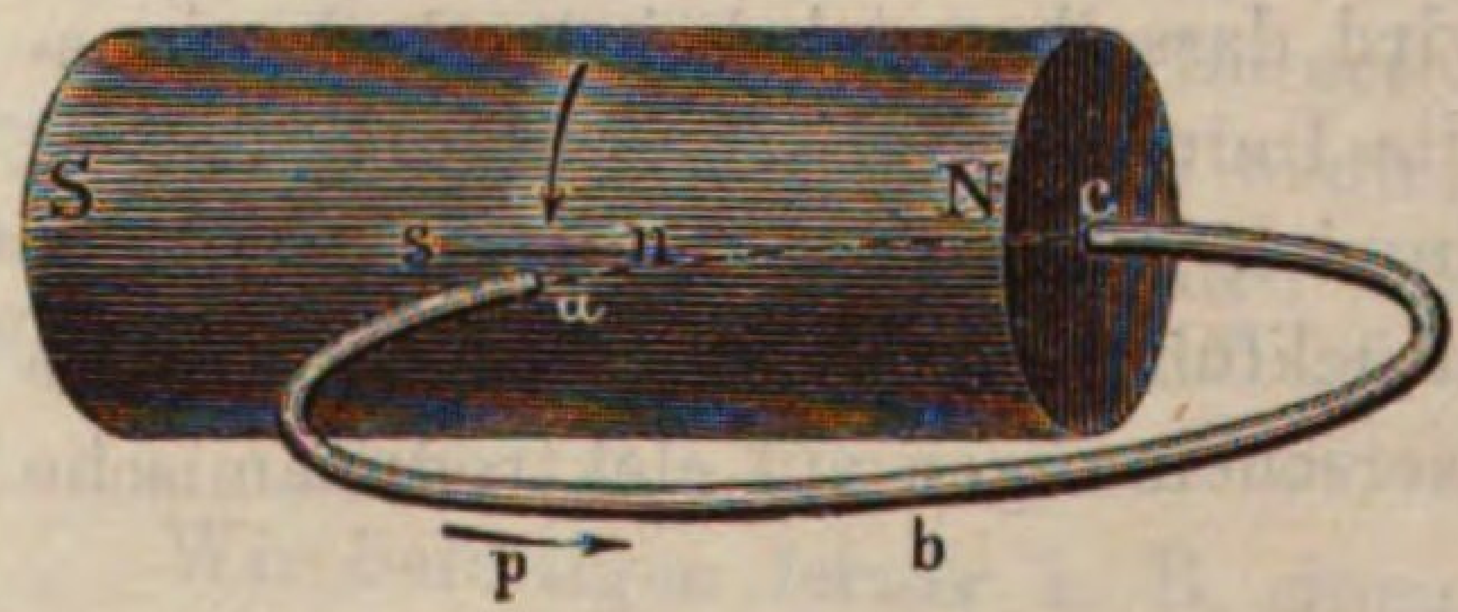
kann [1]). Auf das eine Ende des Magnetes wird ein Zahnrad oder eine Rolle geschoben, und derselbe durch andere Zahnräder, welche in das erste eingreifen, oder einen Schnurlauf in schnelle Rotation versetzt. Auf den Magnet schiebt man ferner ein kupfernes Rädchen *s* auf, welches in einen untergestellten Quecksilbernapf *g* eintaucht. Verbindet man jetzt eine der Stahlspitzen *a* oder *b* und das Quecksilbernäpfchen *g* mit den Enden des Drahtes eines Galvanometers, so erhält man in demselben einen Strom. Die Richtung desselben hängt von der Polarität des Endes des Magnetes ab, welches mit dem Galvanometer verbunden ist, und zugleich von der Richtung der Rotation des Magnetes.

Fig. 253.



Ist z. B., wie in beistehender Fig. 254, dieser Pol *N* der Nordpol des Magnetes, und rotirt der Magnet so, dass die gegen den Beschauer gekehrte Seite in der Richtung der Pfeile, also von oben nach unten sich dreht, so fliesst der Strom durch den Magnet vom Ende zur Mitte und durch die Schliessung *abc* weiter in der Richtung des Pfeiles *p*.

Fig. 254.



Würden wir durch den Drath *abc* in der Richtung des Pfeiles *p* einen Strom leiten, so würde der Magnet gerade in entgegengesetzter Richtung um seine Axe rotiren, wie er zur Erzeugung des Inductionsstromes gedreht werden muss, dessen Richtung durch den Pfeil angegeben ist.

573 Es ist auch hier klar, dass zwischen dem Magnet und den mit ihm fest verbundenen Theilen der Leitung keine elektromagnetische,

1) Weber, Resultate des magn. Vereins 1839. S. 63.* Pogg. Ann. Bd. LII, S. 353.*

und ebenso auch keine Inductionswirkung auftreten kann, sondern nur dadurch, dass jeder Punkt in ihm so wie jeder Punkt der Peripherie seiner Molekularströme bei der Rotation seine relative Lage gegen den ruhenden Leitungsdrath ändert, welcher zwei seiner Punkte verbindet.

Aus der unmittelbaren Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes (§. 86) könnte man freilich die Folgerung ziehen, dass ein mit einem Magnet fest verbundenes Leiterelement, durch welches ein Strom fliesst, mit ihm in eine derartige Wechselwirkung träte, dass beide durch ein Kräftepaar um eine mittlere Drehungsaxe zu rotiren strebten. Dann würde auch umgekehrt bei der Rotation eines Magnetes um seine Axe in allen seinen Fasern durch die Wirkung der benachbarten Fasern eine elektromotorische Kraft inducirt werden können, vermöge deren sich der Magnet, je nach der Rotationsrichtung, in der Mitte mit der einen, an den Enden mit der entgegengesetzten freien Elektricität laden würde [1]). — Wir haben aber schon §. 104 angeführt, dass wir annehmen, die elektromagnetischen Rotationen finden nur statt, wenn dabei die einzelnen Punkte des Magnetes und Leiters ihre relativen Lagen gegeneinander ändern. Dann würde also solche Ansammlung seiner Elektricitäten auf dem Magnet nicht eintreten. Die genauere Untersuchung dieses Punktes würde für die eine oder andere Theorie entscheiden [2]).

Wenn der Magnet nur auf die Leiter, welche nicht an seiner Rotation theilnehmen, eine Inductionswirkung ausübt, so ist es, analog wie bei den elektromagnetischen Rotationen, völlig gleichgültig, ob derselbe selbst als Leiter der inducirten Ströme dient oder dieselben nur durch einen mit ihm fest verbundenen Drath hindurchgehen; wie z. B. wenn man auf seine Mitte und sein Ende isolirt zwei mittelst eines Drathes verbundene Metallscheiben aufsetzt, welche durch Federn oder Quecksilbernäpfe mit den Leitungsdräthen des Galvanometers verbunden sind, und den Magnet nun in Rotation versetzt.

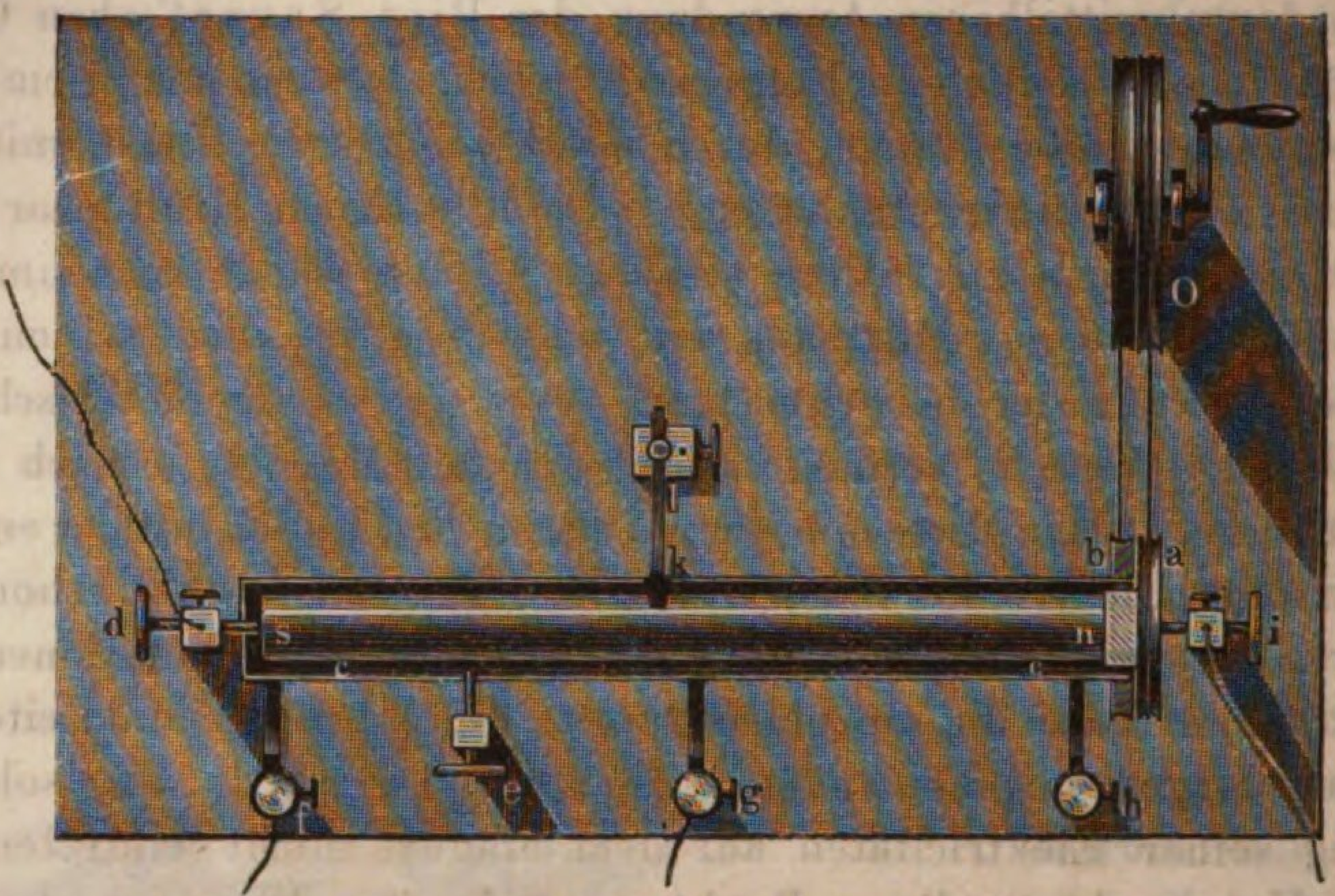
Ein hübscher Apparat von Fessel [3]) gestattet diese verschiedenen 574
Verhältnisse recht anschaulich zu machen. Er ist im Wesentlichen folgendermaassen construirt: Durch ein Schwungrad *O*, Fig. 255 a. f. S., mit Treibschnüren werden zwei auf einer Axe sitzende Räder *a* und *b* gedreht. In das eine *a* ist ein cylindrischer Stahlmagnet *ns* eingesetzt. Das andere Rad *b* umfasst den Stahlmagnet und trägt einen ihm conaxialen Kupfercylinder *c*. Durch eine Schraube *d* kann man den Stahlmagnet feststellen, so dass das ihn treibende Rad *a* gehindert wird, sich zu drehen. Ebenso kann man durch Schraube *e* den Kupfercylinder *c* anhalten.

Lüftet man beide Schrauben *d* und *e*, so drehen sich der Magnet und Kupfercylinder gemeinschaftlich. — Auf den letzteren sind Metall-

1) Nobili, Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 421. 1833;* Plücker, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 352. 1852.* — 2) Beer, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 177. 1855.* — 3) Vgl. Plücker, l. c. S. 361.*

scheiben gesetzt, die in Quecksilbernäpfe eintauchen, oder es schleifen, wie in der Figur gegen denselben Federn *f*, *g*, *h*, welche man mit dem Galvanometer verbinden kann. Auch kann das eine oder andere Ende des

Fig. 255.



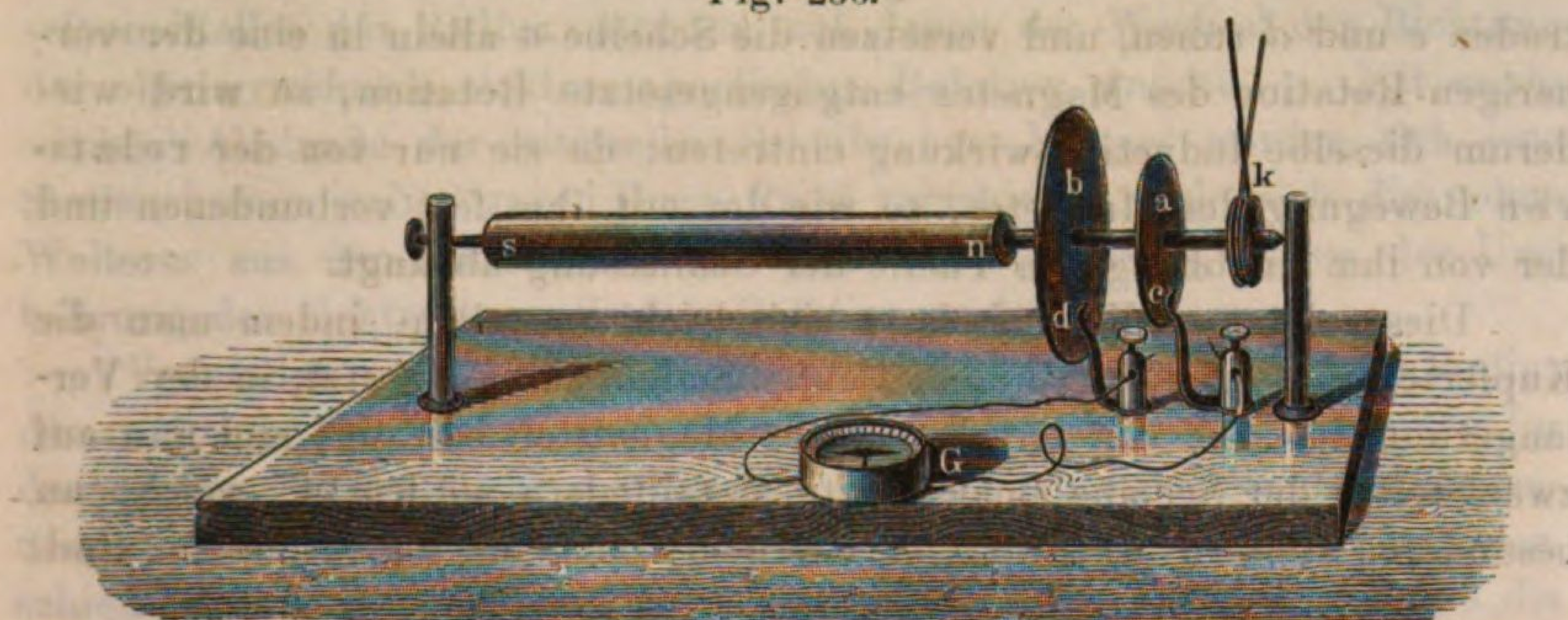
Magnetes durch die Axe *i* der Räder *a* und *b* oder durch Schraube *d* mit einem Galvanometer verbunden werden, so wie durch eine in dem Kupfercylinder angebrachte Oeffnung *k* eine Metallfeder gegen den Magnet gedrückt werden, welche die Verbindung seiner Mitte mit dem Galvanometer vermittelt. — Verbindet man nun erstens die Federn *g* und *h* mit dem Galvanometer und dreht den Magnet *ns* allein, so erhält man keinen Inductionsstrom, da der Kupfercylinder zwischen *g* und *h* und das Galvanometer einen geschlossenen Kreis bilden und sich die Inductionswirkungen in demselben ebenso aufheben, wie z. B. ein Durchleiten eines Stromes durch diesen Kreis den Magnet *ns* nicht in Rotation versetzen würde. — Lässt man zweitens hierbei den Magnet mit dem Kupfercylinder zusammen rotiren, so erhält man einen gleich starken, aber entgegengesetzten Strom, als wenn der Magnet festgehalten und nur der Kupfercylinder allein in Rotation versetzt wird. Im ersteren Falle wird die Induction in dem zwischen *g* und *h* eingeschalteten Leiterstück, im zweiten in dem zwischen *g* und *h* liegenden Stück des Kupfercylinders hervorgerufen, indem der Magnet in beiden Fällen nur gegen diese Stücke seine relative Lage ändert. Beide Inductionen sind gleich. Auch hier ist die Analogie mit den elektromagnetischen Rotationen ersichtlich, da es bei diesen ebenso nur auf die Lage der Endpunkte des vom Strom durchflossenen ruhenden und mit dem Magnet rotirenden Leiters ankommt. — Wird der Magnet selbst durch die Feder *k* und eine der Schrauben *d* oder *i* mit dem Galvanometer verbunden, und für sich in Rotation versetzt, so fällt der Versuch mit dem §. 572 beschriebenen zusammen. — Wird der Magnet mit dem Kupfercylinder durch einen in der Mitte und an den Enden eingesenkten Metallstift leitend verbunden und werden nun beide zugleich in Rotation

versetzt, so ist der in gleicher Weise im Leiterstück zwischen der Feder *g* und der Schraube *d* oder *i* inducirte Strom intensiver, da er jetzt die doppelte Bahn im Magnet und Kupfercylinder hat. — Ersetzt man bei diesen Versuchen das Galvanometer durch eine Säule, so treten die entsprechenden elektromagnetischen Rotationen ein.

Zur Erzeugung eines Inductionsstromes bei der unipolaren Induction ist es nicht nöthig, dass die Verbindungen der unveränderlich mit dem rotirenden Magnet verbundenen Leiter mit dem übrigen ruhenden Schliessungskreise einerseits zwischen den Polen des Magnetes, andererseits an seinem einen Ende geschehe. 575

Befestigt man auf der Rotationsaxe des Magnetes *ns*, Fig. 256, zwei metallisch mit einander verbundene Kupferscheiben *a* und *b* und lässt

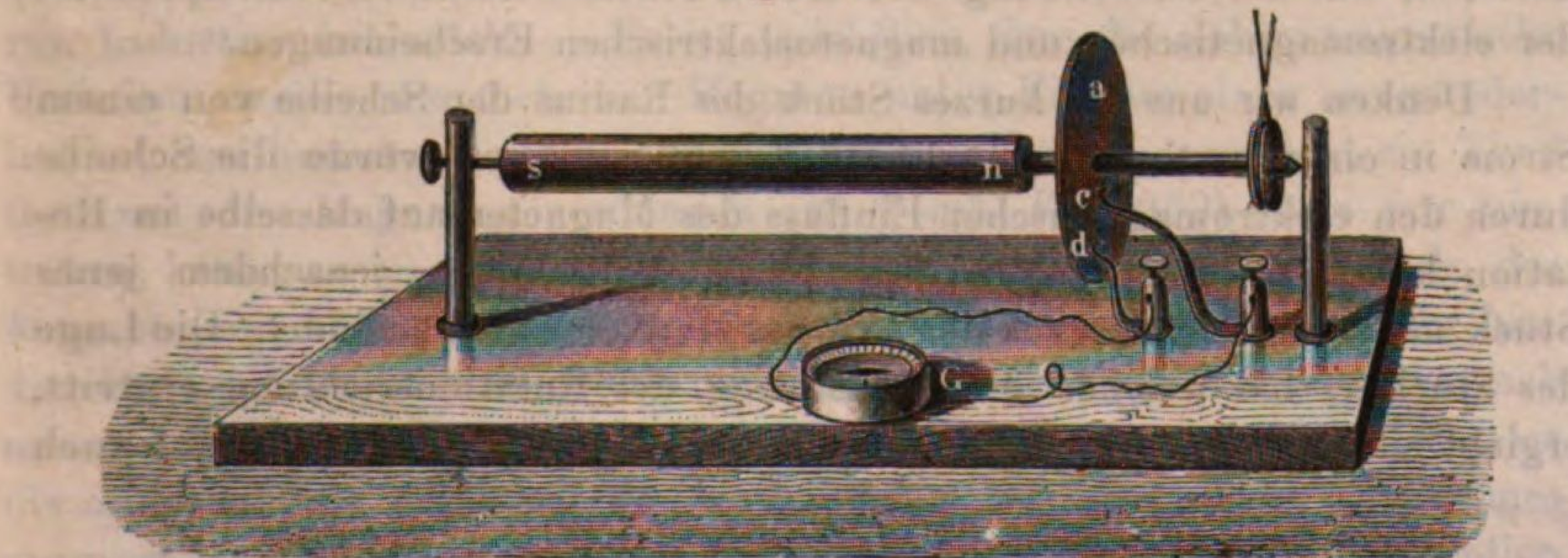
Fig. 256.



gegen dieselben die zum Galvanometer führenden Federn *c* und *d* schleifen, so erhält man ebenfalls bei der Rotation des Magnetes einen Inductionsstrom. Nur wenn beide Federn gegen die der Magnetaxe entsprechenden Centra der Scheiben gegenliegen, erhält man keinen Strom, da dann auch ein durch die Elektroden *c* und *d* und Scheiben *a* und *b* geleiteter Strom den Magnet nicht in Rotation versetzen würde.

Auch wenn man nur eine Metallscheibe *a*, Fig. 257, auf die Magnetaxe setzt und auf zwei ungleich weit von ihrem Centrum entfernte

Fig. 257.



Punkte derselben die Elektroden *c* und *d* des Galvanometers *G* aufsetzt, erhält man in gleicher Weise Inductionsströme. — In diesem Falle sind die Ströme in der Leitung *cGd* inducirt; in der Scheibe *a* selbst entsteht keine Induction, da sie mit dem Magnet unveränderlich verbunden ist. Würde man dagegen die Elektroden *c* und *d* mit dem Magnet fest verbinden und mit ihm rotiren lassen, während man die Scheibe *a* in Ruhe erhält, so würde bei der Rotation des Magnetes mit den Elektroden die Induction in allen radialen Elementen der Scheibe *a* statthaben. Schleifen die Elektroden stets gleichzeitig auf demselben Radius der Scheibe, und betrachten wir nur die Induction in diesem Radius, so ist wie in §. 574 ersichtlich, dass der hier erzeugte Inductionsstrom dem im vorigen Versuch entstehenden völlig entspricht, ihm aber entgegengerichtet ist.

Lassen wir endlich den Magnet mit den mit ihm verbundenen Elektroden *c* und *d* ruhen, und versetzen die Scheibe *a* allein in eine der vorherigen Rotation des Magnetes entgegengesetzte Rotation, so wird wiederum dieselbe Inductionswirkung eintreten, da sie nur von der relativen Bewegung des Magnetes, so wie der mit ihm fest verbundenen und der von ihm unabhängigen Theile der Schliessung abhängt.

Dieser letztere Versuch lässt sich leicht anstellen, indem man die Kupferscheibe auf die Axe einer Centrifugalmaschine aufsetzt, in der Verlängerung der Axe vor derselben einen Magnetstab befestigt und nun auf zwei Stellen der Scheibe amalgamirte Metallfedern aufdrückt, welche an besonderen Haltern befestigt und mit dem Galvanometer verbunden sind.

576 Ein genaueres Studium dieses letzteren Versuches lässt noch besondere Eigenthümlichkeiten bei den im vorigen Paragraphen erwähnten Fällen der unipolaren Induction erkennen.

Werden die beiden zum Galvanometer führenden Federn in den Abständen R und R_1 von dem Mittelpunkt der rotirenden Scheibe auf dieselbe aufgesetzt und nun bei unverändertem wechselseitigen Abstand $R - R_1$ nach der Peripherie der Scheibe verschoben, so nimmt allmälig der Strom bis auf Null ab und kehrt sodann seine Richtung um [1]).

Der Grund der Umkehrung dieser Ströme erklärt sich wiederum unmittelbar aus der Anwendung des Lenz'schen Gesetzes der Reciprocität der elektromagnetischen und magnetoelektrischen Erscheinungen.

Denken wir uns ein kurzes Stück des Radius der Scheibe von einem Strom in einer bestimmten Richtung durchflossen, so würde die Scheibe durch den elektromagnetischen Einfluss des Magnetes auf dasselbe in Rotation kommen, und zwar in verschiedener Richtung, jenachdem jenes Stück näher oder ferner von der Axe des Magnetes sich befindet. Die Lage des Stückes, bei welcher die Umkehrung der Rotationsrichtung eintritt, ergiebt sich aus den Berechnungen des §. 115, 2. Offenbar wird nun auch

[1]) Felici, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIV, p. 343. 1855.*

umgekehrt bei der durch äussere Hülfsmittel bewirkten Rotation der Scheibe über dem Magnetpol in den einzelnen Elementen ihrer Radien ein Strom in der einen oder anderen Richtung inducirt werden, welcher stets dem Strom entgegengesetzt ist, der beim Hindurchleiten durch jene Elemente der Scheibe die ihr mechanisch mitgetheilte Rotation gleichfalls ertheilen würde.

Durch diese Induction wird gegen das Centrum und die Peripherie der Scheibe hin gleichzeitig dieselbe Elektricität bewegt, während in einer zu der Axe des Magnetes concentrischen Zone derselben sich die entgegengesetzte Elektricität anhäuft. Beim Aufsetzen der Dräthe des Galvanometers auf diese oder jene Stellen der Radien der Scheibe diesseits oder jenseits jener Zone würde man daher entgegengesetzt gerichtete Ströme im Galvanometer erhalten.

Der Wechsel der Richtung der Inductionsströme wird hier auf denselben Stellen des Radius eintreten, auf denen der Wechsel der Richtung der oben erwähnten elektromagnetischen Rotation eintritt. — Mit wachsendem Abstande der rotirenden Scheibe vom Magnet werden sich jene Stellen immer weiter gegen ihren Rand verschieben, wie sich dies ohne Weiteres aus der Betrachtung der §. 115, 2 erwähnten Curve der Umkehrung der elektromagnetischen Rotation ergiebt.

Verbindet man zwei weiter von einander entfernte Punkte des Radius der rotirenden Scheibe mit dem Galvanometer, so erhält man einen Inductionsstrom, der durch die Summe der, in allen zwischen ihnen liegenden Elementen inducirten elektromotorischen Kräfte erzeugt ist und verschieden gerichtet sein kann. Verbindet man z. B. das Centrum und die Peripherie der Scheibe mit dem Galvanometer, so ist die Richtung der durch dasselbe gehenden Ströme dieselbe wie in den dem Centrum der Scheibe zunächst liegenden Elementen, da diese dem Magnet näher liegen und die in ihnen inducirte elektromotorische Kraft grösser ist, als in den der Peripherie näher liegenden Elementen.

Die analogen Resultate würden sich auch bei den anderen §. 575 beschriebenen Versuchsmethoden ergeben.

In einer eigenthümlichen Art hat W. Weber (l. c.) den einfachsten §. 572 beschriebenen und durch Fig. 254 dargestellten Fall der unipolaren Induction behandelt. — Es ist ersichtlich, dass die elektromagnetische Rotation zweier oder mehrerer Magnete unter Einfluss eines unveränderlichen, aus linearen Leitern gebildeten Stromkreises, von dem ein Theil fest mit den Magneten verbunden ist (vergl. Fig. 252) stets nur eintreten kann, wenn bei jedem Umlauf die Nord- oder die Südpole der Magnete einmal durch die von der Stromesleitung umgrenzte Fläche hindurchgehen. Dreht man ebenso die Magnete mechanisch, so entsteht auch nur ein Inductionsstrom, wenn bei jeder Umdrehung nur die einen oder die anderen Pole derselben den von der Leitung des inducirten Stromes umgrenzten Flächenraum schneiden. Niemals würde aber eine Rotation 577

oder eine Induction eintreten, wenn die Magnete mit beiden Polen durch den Schliessungskreis des auf sie elektromagnetisch wirkenden Stromes oder des Inductionsstromes hindurchgehen müssten, also z. B. die Schliessung durch beide Enden der Drehungsaxe vermittelt wäre. — Dient nun der Magnet selbst bei der unipolaren Induction als Leiter der inducirten Ströme, so schliesst Weber, dass nur diejenigen magnetischen Moleküle des Magnetes hierbei inducirend wirken, welche von der Stromesbahn des inducirten Stromes geschnitten werden, also von denen nur das eine polare Ende durch die von der Stromesbahn begrenzte Fläche hindurchgeht. Dasselbe würde eintreten, wenn statt des Magnetes ein fest mit ihm verbundener Drath die Leitung vermittelt. — Wenn nun die Leitung durch das eine Ende N des Magnetes und eine auf irgend eine Stelle desselben geschobene Metallscheibe hergestellt wird, so entspricht, wie die Stromesbahn auch laufe, stets die Zahl dieser inducirenden Moleküle dem Radius des Magnetes; denn wenn jene Bahn selbst beliebige Windungen machte, statt direct von der Axe zur Peripherie des Magnetes zu gehen, so dass mehr Moleküle als vorher durch die Strombahn geschnitten würden, so würde die Zahl der inducirenden Moleküle doch nicht wachsen, indem in den hinzugekommenen Molekülen gleich viel süd- und nordpolare Enden durch die von der Stromesbahn umschlossene Fläche hindurchgehen und ihre Wirkung sich neutralisirt. Wären die Moleküle des Magnetes alle gleich stark magnetisch, so müsste bei einmaliger Umdrehung desselben die inducirte elektromotorische Kraft der Anzahl der durch die Stromesbahn hindurchgehenden wirksamen Moleküle, d. i. dem Querschnitt des Magnetes, proportional sein. Sie wäre unabhängig von der Länge der Magnete und der Lage der ableitenden Metallscheibe. Kann sich der inducirte Strom auf mehreren Wegen nebeneinander durch den Magnet bewegen, so ist analog wie bei der Verbindung mehrerer gewöhnlicher Elemente nebeneinander die inducirte elektromotorische Kraft nicht grösser als bei einer Bahn.

Weber hat den ersten dieser Sätze geprüft, indem er u. A. vor die Pole des 502^{mm} langen, $20{,}5^{\mathrm{mm}}$ dicken Magnetes des Fig. 253 gezeichneten Apparates zwei Magnetstäbe mit ihren ungleichnamigen Polen vorlegte, so das Moment seiner an den Enden gelegenen Moleküle verstärkte und auf diese Weise das Moment des Stabes an allen Stellen möglichst gleich machte. Wurde dann die ableitende Scheibe von dem mit der einen Elektrode eines Spiegelgalvanometers verbundenen Ende des Magnetes bis an das andere Ende desselben verschoben, so änderte sich bei gleicher Drehungsgeschwindigkeit (4,3 mal in der Secunde) die Ablenkung des Magnetes des Galvanometers nur von 59,08 bis 57,12. Bei Ableitung in der Mitte betrug der Ausschlag indess 97,36.

Denkt man sich den Magnet mit einer Drathwindung umlegt und kehrt seine Polarität um, so kehren sich alle in der Ebene der Windung liegenden, d. h. dem Querschnitt des Magnetes entsprechenden Molekularmagnete um; sie bewegen dabei ihre Nordpole nach der einen, ihre Süd-

pole nach der anderen Seite der Windung. Da bei der unipolaren Induction bei einer Umdrehung des Magnetes die gleiche Zahl Molekularmagnete nur ihre Nordpole oder nur ihre Südpole durch die Strombahn bewegt, muss also die inducirte elektromotorische Kraft im ersten Fall doppelt so gross sein, als im letzten. — Auch dieses Resultat hat Weber geprüft, indem er einmal die bei einer Umdrehung des Magnetes inducirte elektromotorische Kraft bestimmte, sodann die elektromotorische Kraft, welche sich ergab, als der Magnet abwechselnd in eine Inductionsspirale eingeschoben und aus ihr entfernt wurde, während dieselbe mit einem Spiegelgalvanometer verbunden war. Die Bewegungen des Magnetes geschahen stets, wenn der Magnet des letzteren durch die Ruhelage nach der einen oder anderen Seite hindurchging. Nach den Angaben des §. 186 kann hieraus die Intensität eines Inductionsstosses, also auch die in einer Windung der Inductionsspirale inducirte elektromotorische Kraft bestimmt werden. Dieselbe ergab sich namentlich bei kurzen dicken Stahlmagneten doppelt so gross wie vorher bei einer Umdrehung des Magnetes bei der unipolaren Induction.

Wenngleich Weber die Verschiedenheit der unipolaren Induction bei Ableitung des inducirten Stromes durch das eine Ende der Axe des Magnetes einerseits, sowie andererseits eine auf die Mitte oder das Ende des Magnetes geschobene Metallscheibe auf die stärkere Magnetisirung seiner Moleküle in der Mitte schiebt, so dürfte sich dieses Resultat sowie die Gleichheit der Induction bei Aufsetzen der Scheibe auf beide Enden des Magnetes doch auch direct aus dem Lenz'schen Gesetz ableiten lassen, indem ganz analog beim Hindurchleiten eines Stromes durch den vorherigen Inductionskreis die elektromagnetische Wirkung auf den Magnet gleich ist, wenn der Strom in der Axe des Magnetes eintritt und an seinem einen oder seinem anderen Ende durch die Metallscheibe abgeleitet wird, diese Wirkung aber bei der Ableitung in der Mitte des Magnetes im Maximo ist (vergl. §. 105). — In den Fällen, in welchen der Weg des Stromes durch den fest mit dem Magnet verbundenen Leiter sich während jeder Umdrehung ändern kann, braucht auch nicht immer eine Durchschneidung der Moleküle des Magnetes durch die Stromesbahn einzutreten; so z. B. bei den §. 575 beschriebenen Versuchen, bei denen der den Magnet in Rotation versetzende oder durch seine Rotation inducirte Strom durch eine oder zwei auf seiner Axe befestigte Metallscheiben geleitet wird, und sich also die Stromesbahn in jedem Augenblick ändert.

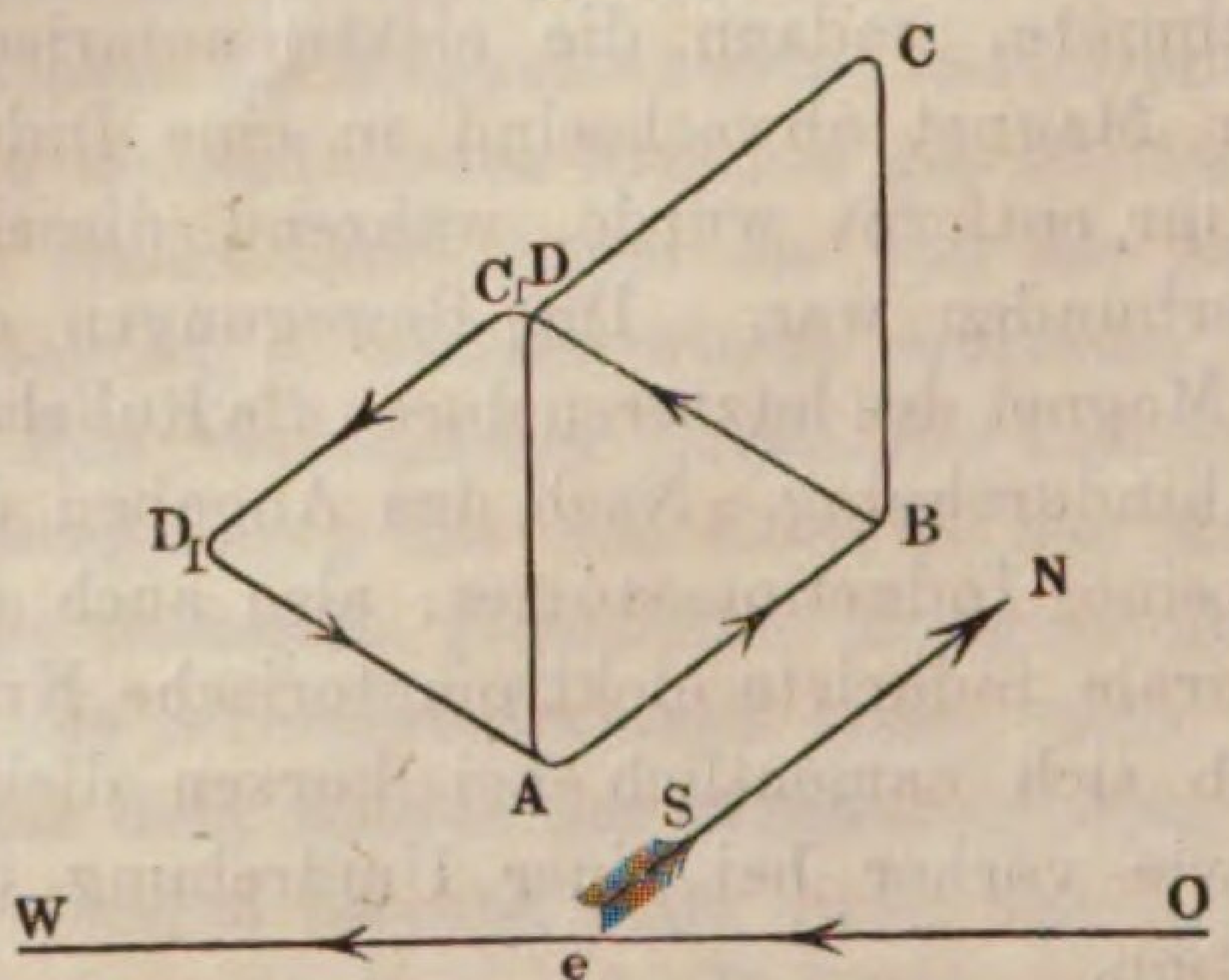
IV. Induction durch die Erde.

Auch durch den Erdstrom lassen sich Inductionsströme erzeugen, 578
wie dies Faraday[1]) zuerst dargethan hat.

1) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 171—180.*

Ein Rechteck von Kupferdrath, dessen Enden mit dem Galvanometer verbunden waren, wurde über dem letzteren hin- und herbewegt. Bei jeder Bewegung schlug die Nadel aus und zwar mit wechselnder Bewegungsrichtung des Rechtecks nach der einen oder anderen Seite. Es bezeichne Fig. 258 *ABCD* die erste verticale Lage desselben. Seine Ebene falle mit der des magnetischen Meridianes zusammen, so dass die Seite *AB* in der magnetischen Nordsüdrichtung *NS* liege. Stellt dann *OW* den von Ost nach West auf der Erdoberfläche gerichteten Erdstrom vor, so wird beim Umlegen des Rechteckes nach West in die Lage ABC_1D_1 in demselben ein Strom inducirt, welcher dem Strom in *eW* entgegengerichtet ist, also in dem Rechteck von C_1 über D_1 nach *A* und *B*, d. h. in der unteren Seite desselben von Süd nach Nord fliesst.

Fig. 258.



Wird dagegen das Rechteck von dieser geneigten Lage in die frühere verticale gebracht, oder noch weiter nach Ost umgelegt, so kehrt sich die Stromesrichtung in demselben um; in der unteren Seite desselben *AB* fliesst der Strom von Nord nach Süd.

Wird umgekehrt das Rechteck *ABCD* um seine obere Seite *CD* hin- und herbewegt, so treten, wie sich leicht übersehen lässt, die umgekehrten Stromesrichtungen auf.

Liegt das Rechteck *ABCD* nicht in der Ebene des magnetischen Meridians, sondern in einer anderen Lage, so treten analoge Erscheinungen ein. Es wird indess kein Strom inducirt, wenn das Rechteck parallel der Inclinationsrichtung fortbewegt wird.

579 In grösserer Intensität kann man diese Ströme erhalten, wenn man ein Drathgewinde (z. B. nach Weber[1]) eine Rolle von 718,3^{mm} Durchmesser und 120^{mm} Höhe, welche mit 542^{m} Kupferdrath von etwa 20 Kilogrm. Gewicht umwickelt ist), an einem hölzernen Rahmen befestigt, welcher an zwei diametral einander gegenüberstehenden Messingzapfen einmal in zwei vertical über einander liegenden Lagern um eine verticale, sodann auch in zwei horizontalen Lagern um eine der Ebene des magnetischen Meridianes parallele horizontale Axe gedreht werden kann. Die Enden des Inductionsdrathes werden durch zwei Klemmen mit dem Galvanometer verbunden.

Bringt man nun die Spirale, während ihre Drehungsaxe vertical ist,

[1]) W. Weber, Abhandl. der V. Gesellschaft in Göttingen Bd. V, S. 53. 1853.*

in eine solche Lage, dass die Ebene ihrer Windungen auf dem magnetischen Meridian vertical steht, und dreht sie um 180⁰ herum, so entsteht ein Inductionsstrom, der die Galvanometernadel ablenkt, und dessen Intensität durch diese Ablenkung bestimmt werden kann. — Wendet man ein Spiegelgalvanometer nach Art des §. 181 beschriebenen an, in welchem die Schwingungen der Nadel gedämpft werden, so kann man, wenn die Nadel ihre erste Schwingung vollendet hat, die Spirale plötzlich um 180⁰ zurückdrehen und dieses Umwenden derselben jedesmal wiederholen, wenn die Nadel durch ihre Ruhelage nach der einen oder anderen Seite hindurchgeht. Die Intensität I des bei jeder Drehung der Inductionsspirale inducirten Stromes bestimmt sich dann nach der §. 186 beschriebenen Multiplicationsmethode. Die elektromotorische Kraft desselben ist, wenn F der von den Windungen der Spirale umschlossene Flächenraum, P die Kraft des Erdmagnetismus, φ der Inclinationswinkel ist, $I = \varepsilon . F . P . \cos\varphi$, wo ε die sogenannte Inductionsconstante (vergl. das folgende Capitel. — Würde man die Spirale so stellen, dass ihre Windungen vor und nach der Drehung um 180⁰ der Meridianebene parallel wären, so erhielte man keinen Inductionsstrom.

Bei der horizontalen Lage der Drehungsaxe bringt man die Ebene der Windungen in eine horizontale Lage und dreht sie so um 180⁰. Der nun inducirte Strom hat die Intensität $I_I = \varepsilon . F . P . \sin\varphi$. Durch Division der beiden Werthe erhielte man $\frac{I_I}{I} = tg\,\varphi$. — Es ist dies ein vorzügliches Mittel zur Bestimmung der Inclination. Die nähere Betrachtung der einzuschlagenden Methoden gehört indess nicht hierher.

Die Richtung der Inductionsströme ist in allen diesen Fällen die gleiche wie die Richtung eines durch die Leiter geschickten Stromes, der ihnen die entgegengesetzte Bewegung ertheilen würde, als die ist, welche man ihnen von aussen mechanisch mitgetheilt hat.

Indirect kann man durch den Erdmagnetismus leicht stärkere Induc- 580
tionsströme erzeugen, wenn man durch denselben temporär in Eisenstäben den Magnetismus der Lage (§. 74) hervorruft, und dieselben dabei mit Inductionsspiralen umwickelt.

Hält man die Spirale mit dem Eisenkern so, dass ihre Axe mit der Richtung der Inclinationsnadel zusammenfällt, und kehrt sie plötzlich um 180⁰ um, dass ihr unteres Ende zu oberst kommt, so entsteht in derselben ein inducirter Strom. Die Richtung desselben ist die gleiche, wie wenn ein bezeichneter (Nord-) Pol eines Magnetstabes von oben in die Spirale hineingeschoben worden wäre. Auch wenn man an Stelle des Eisenstabes einen Stahlmagnet in der Spirale befestigt, erhält man beim Umkehren derselben einen Strom, hervorgebracht durch die Aenderung der temporären Magnetisirung des Stahls. Dieselben Resultate erhält man, wenn die Spirale von vorn herein so aufgestellt wird, dass ihre Axe mit der Richtung der Inclinationsnadel parallel ist, und man nun in dieselbe einen

Eisenstab schiebt. Derselbe wird magnetisch, so dass sein Nordpol nach unten gekehrt ist, und erzeugt in den Windungen der Spirale einen Strom, welcher den in ihm angenommenen Molekularströmen entgegengerichtet ist, der also in den nach oben gekehrten Hälften der Windungen der Spirale von West nach Ost fliesst. Beim Herausziehen des Eisenstabes aus der Spirale erhält man einen entgegengesetzten Inductionsstrom in derselben [1]).

581 Um auf diese Weise auch einen sichtbaren Funken durch den Inductionsstrom zu erhalten, muss man die Intensität desselben bedeutend verstärken, wie dies zuerst von Palmieri und Santi Linari [2]) geschehen ist. Sie befestigten an einem Rahmen von Holz parallele Reihen von (10) 60 Centimeter langen Stücken von Flintenläufen, deren Enden mit Eisenpflöcken verstopft waren, und die bis auf die Enden mit übersponnenem Kupferdrath umwickelt wurden. Der die Läufe tragende Rahmen war an einer, gegen die Axen der Läufe senkrechten und in Lagern drehbaren horizontalen Holzaxe befestigt, auf welche zwei Kupferräder gesetzt waren, an die die Enden der zu den Drathwindungen der Flintenläufe führenden Leitungsdräthe angelöthet waren. Das eine dieser Räder war nicht unterbrochen, der Rand des anderen war so ausgeschnitten, dass er nur zwei diametral gegenüber liegende Spitzen behielt. Beide Räder tauchten in ein Gefäss voll Quecksilber. Der Apparat wurde so gestellt, dass seine Drehungsaxe senkrecht gegen die Ebene des magnetischen Meridianes lag, und nun der Rahmen mit den Flintenläufen um jene Axe gedreht. Waren die Spitzen des ausgeschnittenen Rades so gestellt, dass sie sich gerade aus dem Quecksilber hoben, wenn die Flintenläufe bei der Drehung ihre der Inclinationsrichtung parallele Lage verliessen, so dass also der Stromkreis der Spiralen geöffnet wurde, wenn die Aenderung des durch den Erdmagnetismus erzeugten Magnetismus der Flintenläufe, mithin die Intensität der inducirten Ströme im Maximum war, so beobachtete man im Dunkeln sichtbare Funken. Dieselben verschwanden, wenn das ausgeschnittene Rad um 90° gedreht wurde, weil dann bei der Unterbrechung der Inductionsstrom das Minimum der Intensität besass.

Bei diesem Apparat findet die Induction sowohl direct durch die Aenderung der Lage der Spiralen selbst, als auch namentlich indirect durch die Aenderung des Magnetismus der Flintenläufe statt.

Später ist es auch Palmieri [3]) gelungen, ohne Anwendung von Flintenläufen Funken durch die Erdinduction zu erhalten. Er ersetzte dabei den Rahmen mit den Flintenläufen durch einen elliptischen Holzrahmen, dessen Hauptaxen 1,2 Meter und 0,9 Meter betrugen, und der mit 200 Windungen von, mit Seide übersponnenem Kupferdrath von 1,5^{mm} Dicke

1) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 140—147;* vergl. auch Nobili und Antinori, Antologia Nr. CXXXI, Pogg. Ann. Bd. XXIV, S. 481. 1832.* — 2) Palmieri und Santi Linari, Compt. Rend. T. XVI, p. 1442. 1843;* T. XVIII, p. 762. 1844;* Pogg. Ann. Bd. LIX, S. 641* und Bd. LXII, S. 285.* — 3) Palmieri, Archives T. V, p. 190; Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 244. 1846.*

umwunden war. Derselbe war sonst ganz wie der Rahmen mit den Flintenläufen vorgerichtet und wurde um seine auf der Ebene des magnetischen Meridianes verticale grosse Axe in Rotation versetzt.

V. Extraströme.

Wie ein in einer Drathspirale entstehender oder verschwindender Strom in einer zweiten benachbarten Spirale einen Inductionsstrom hervorrufen kann, so wird auch das Entstehen und Vergehen eines Stromes in jeder einzelnen Windung einer Spirale in den benachbarten Windungen einen Strom induciren, welcher sich mit dem ursprünglichen Strome vereint. Diesen inducirten Strom bezeichnet man mit dem Namen Extrastrom [1]), Nebenstrom, secundärer oder Gegenstrom [2]), oder auch wohl mit dem englischen Namen Extracurrent. Der Extrastrom ist bei der Schliessung des Stromkreises dem primären Strom in der Spirale entgegengerichtet. Er subtrahirt sich von demselben und vermindert im ersten Augenblick der Schliessung seine Intensität. Der beim Oeffnen des Stromkreises inducirte Extrastrom ist dem primären Strom gleichgerichtet, addirt sich daher zu ihm und vermehrt seine Intensität [3]). Letzteren Strom nennt Moser auch den succedirenden Strom [4]). 582

Man kann die Existenz und die Wirkungen des bei der Oeffnung des Schliessungskreises entstehenden Extrastromes folgendermaassen nachweisen: 583

Man verbindet den einen Pol einer Säule durch einen kurzen Drath mit einem Quecksilbernäpfchen, in welches der vom anderen Pole der Säule kommende Leitungsdrath eintaucht. Hebt man den Leitungsdrath aus dem Näpfchen, so erhält man nur einen schwachen Funken. Schaltet man aber in den Schliessungskreis noch eine aus einem langen dünnen Drath gewundene Spirale ein, so erscheint in Folge des in derselben entstehenden Oeffnungs-Extrastromes beim Herausheben des Leitungsdrathes aus dem Quecksilbernapf ein lebhafter Funken, obgleich jetzt der Widerstand in dem Schliessungskreis viel bedeutender ist als vorher.

Bringt man an den, neben dem Quecksilbernapf befindlichen Enden der Leitung zwei metallene Handhaben an, welche man mit feuchten Händen fasst, so erhält man beim Oeffnen des Stromkreises am Quecksilbernapf keinen Schlag, wenn derselbe aus einem kurzen Drath besteht, wohl aber, wenn er eine Spirale enthält. — Zur Anstellung dieses Versuches braucht man nur die mit Handhaben versehenen Enden der an den Polen einer Säule befestigten Leitungsdräthe mit feuchten Händen zu er-

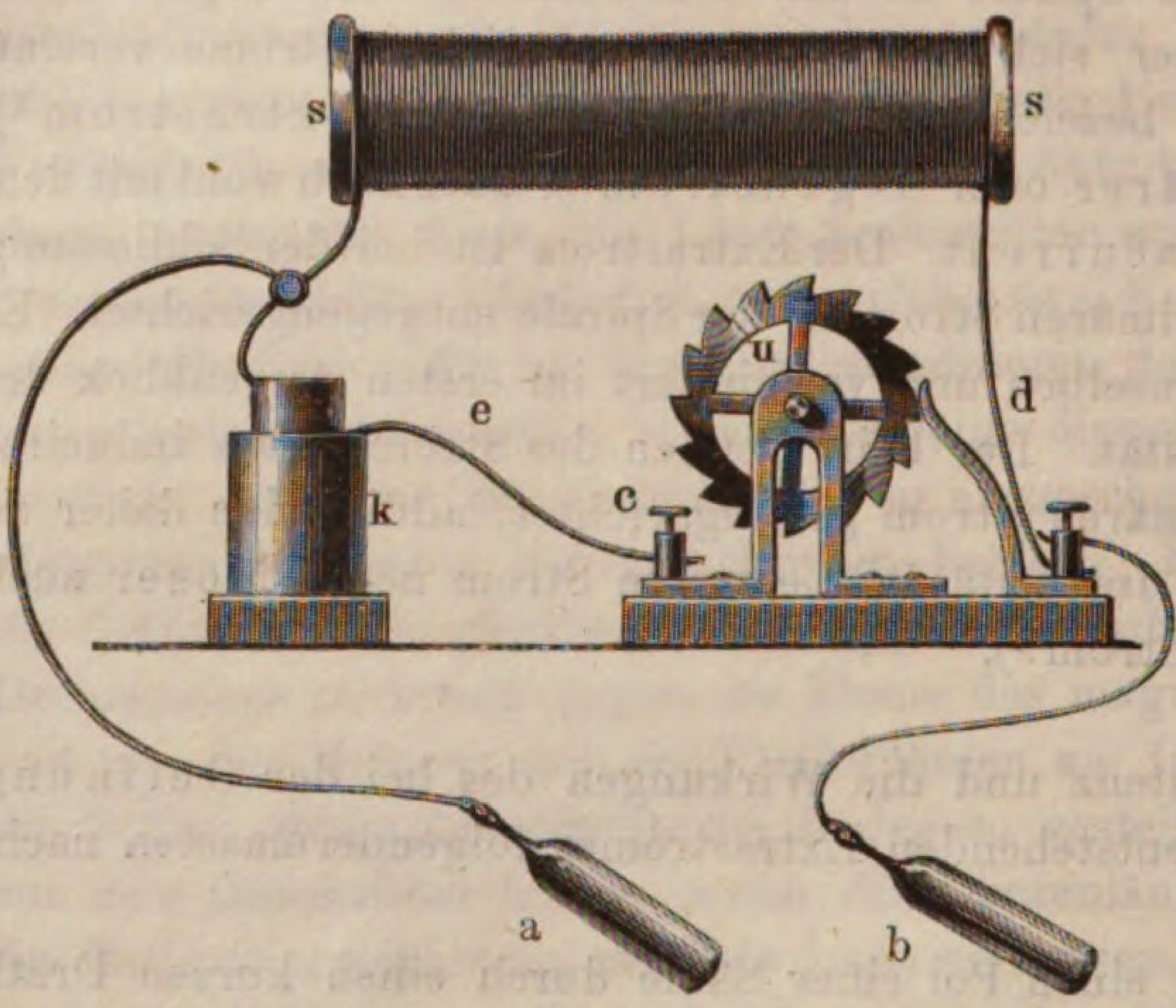
1) Faraday, Exp. Res. Ser. IX, 29. Jan. 1835.* Erste Beob. von Jenkins. — 2) Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 134. 1838.* — 3) Vergl. auch Dal Negro, Bibl. Univ. T. II, p. 394. 1833; Nobili und Antinori, Antologia Nr. 136; Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 436. 1833.* — 4) Moser, Repert. Bd. I, S. 330. 1837.*

greifen, die Handhaben selbst aneinander zu bringen und wieder von einander zu entfernen. Man erhält dann jedesmal einen starken Schlag, wenn der Schliessungskreis eine grössere Drathspirale enthält.

Diese Beobachtungen wurden (bei Anwendung einer einen Eisenkern enthaltenden Spirale, d. h. eines Elektromagnetes) von Jenkins und Masson [1]) im Jahre 1834 zuerst gemacht. Sie führten zunächst zur Entdeckung der Extraströme.

Will man eine Reihe von Erschütterungen durch den Extrastrom auf den Körper wirken lassen, so kann man den Fig. 259 gezeichneten Apparat verwenden. In demselben ist *k* die den Strom erregende Säule, *ss* die Spirale, *a* und *b* sind die mit dem Körper verbundenen Handhaben, *u* ein in den Schliessungskreis eingeschalteter Stromunterbrecher (vergl. Thl. I, §. 165). Die Handhabe *a* könnte ebenso gut auch an der Klemmschraube *c* angebracht werden, wo dann aber beim Oeffnen des primären Stromkreises stets noch die Säule *k* selbst in den durch den Körper geschlossenen Stromkreis des Extrastromes eingefügt ist. — Den Unterbrecher *u* kann man auch einfach durch eine eiserne Raspel ersetzen, deren eines Ende mit der Spirale *s* durch den Drath *d* verbunden wird, und auf welcher man mit dem von der Säule kommenden Leitungsdrath *e* entlang fährt.

Fig. 259.



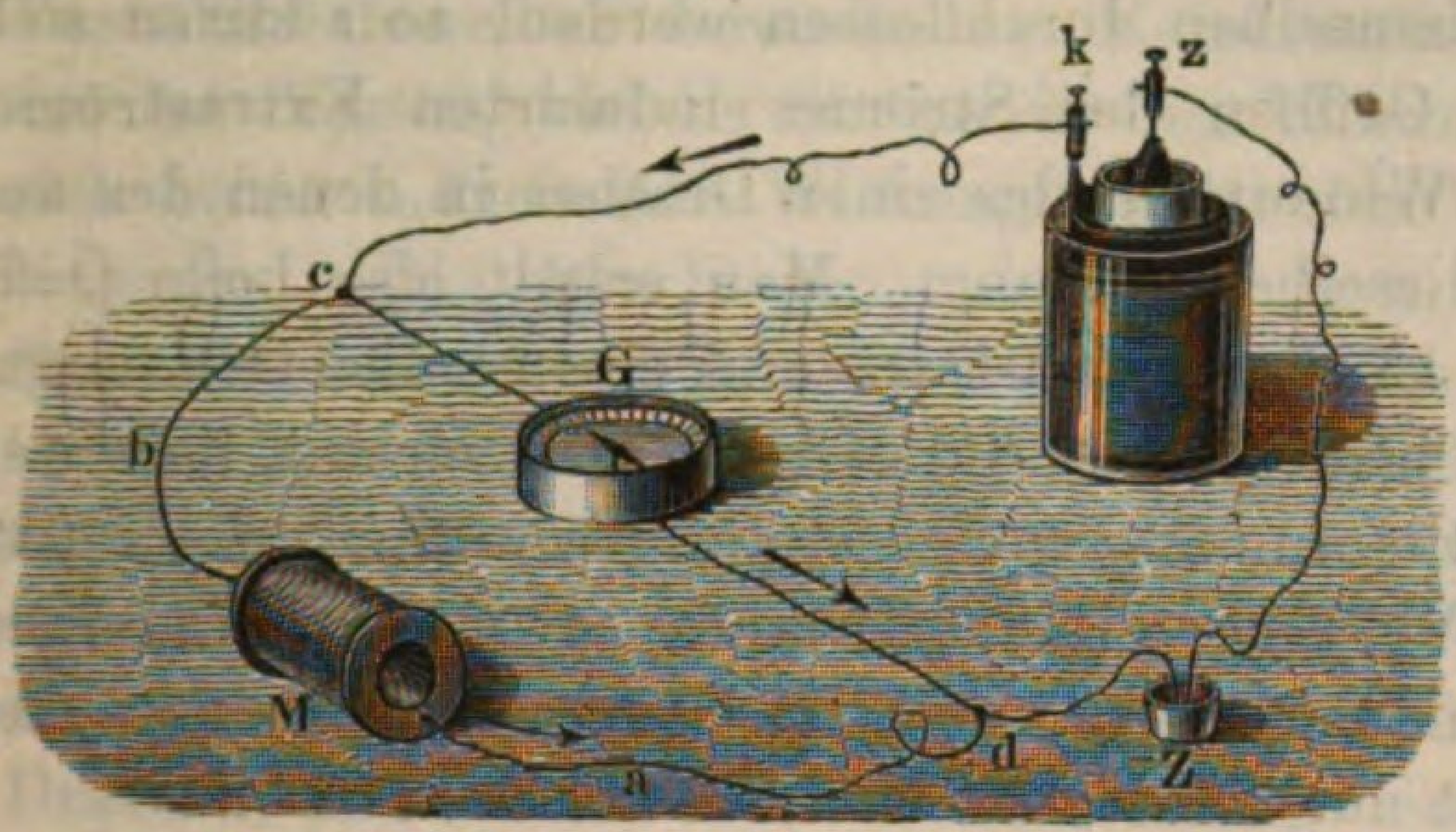
Unterbricht man den Strom durch einen Interruptor immer schneller, so erreicht man endlich ein Maximum der physiologischen Wirkung; bei schnellerer Drehung nimmt dieselbe wieder ab [2]), indem dann während der jedesmaligen Schliessung der Schliessungsextrastrom noch nicht völlig abgelaufen ist, und so der Strom beim Oeffnen noch nicht das Maximum seiner Intensität erlangt hat (vergl. Induction, Cap. III).

Um eine Ablenkung der Nadel des Galvanometers durch den Oeffnungsextrastrom zu erhalten, verbindet man die Pole einer Säule *zk*, Fig. 260, durch den Drath *zdabck*, in welchen bei *M* ein langer gerader oder zickzackförmiger Drath oder eine Drathspirale eingefügt werden

[1]) Masson, Ann. de Chim. et de Phys. T. LXVI, p. 6. 1837.* — [2]) Ebendas. p. 28.*

kann, und vereint die Punkte *c* und *d* desselben durch einen Drath *cd*, in den bei *G* ein Galvanometer eingefügt ist. Die Nadel dieses Galvanometers würde in Folge des in der Richtung des Pfeiles fliessenden Stromes der Säule ausschlagen. Man hindert sie daran durch eine einseitige Hemmung[1]) (vergl. Th. II. §. 201).

Fig. 260.



Besteht nun *M* aus einem geraden oder in Zickzackwindungen gebogenen Drath, und öffnet man die Schliessung z. B. bei *Z* mit Hülfe eines daselbst angebrachten Quecksilbernapfes, so entsteht in dem Drath *cMd* kein inducirter Strom, die Nadel des Galvanometers bleibt in Ruhe. Schaltet man aber in den Drath bei *M* eine Spirale von dünnem und langem Kupferdrath ein, so wird beim Oeffnen der Schliessung in dem Zweig *aMb* ein Extrastrom inducirt, welcher in gleicher Richtung fliesst, wie der verschwindende Strom, der also den jetzt geschlossenen Drathkreis *aMbcGd* in der Richtung *MadGc* durchläuft. In Folge dieses inducirten Stromes schlägt die Nadel des Galvanometers nach der Seite aus, auf der sie nicht gehemmt ist.

Man kann diesen Versuch auch ohne einseitige Hemmung der Nadel anstellen, indem man die Nadel, welche durch den primären Strom eine bestimmte Ablenkung erhalten, durch wiederholte Annäherung eines Magnetes um ihre neue Gleichgewichtslage in Schwingungen versetzt, welche gerade bis an den Nullpunkt der Theilung reichen. Oeffnet man den primären Strom in dem Augenblick, wo die Nadel von letzterem zur Gleichgewichtslage zurückzuschwingen beginnt, so weicht sie nun durch den Extrastrom nach der entgegengesetzten Seite aus. Dieser Versuch, welcher zuerst von Moser[2]), freilich mit einem negativen Resultat, angestellt worden ist, giebt nach Jacobi (l. c.) einen sehr deutlichen Beweis der Existenz des Oeffnungsextrastromes.

Bringt man an Stelle des Galvanometers *G*, Fig. 260, einen ganz dünnen Platindrath und wählt den Drath *M* so dick, dass durch den den Platindrath enthaltenden Zweig *cd* nur ein sehr kleiner Theil des Stromes fliesst, so erglüht durch diesen der Platindrath nicht. Sobald aber der Stromkreis bei *Z* unterbrochen wird, erglüht er in Folge des Extrastromes.

Chemische Zersetzungen lassen sich bei Anwendung einer einfachen Spirale schwerer ganz rein durch den Extrastrom hervorbringen.

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. IX, §. 1087*, bestätigt von Lenz und Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 139. 1838.* — [2]) Moser, Repertorium Bd. I, S. 336. 1837.*

Schaltet man in den Schliessungskreis einer Säule eine Spirale ein, welche aus zwei gleichen, parallel nebeneinander gewundenen Dräthen besteht, und theilt den Strom der Säule zwischen beiden so, dass beide in gleicher Richtung von demselben durchflossen werden, so addiren sich die in jedem Drath beim Oeffnen des Stromes inducirten Extraströme, ebenso haben die von den Windungen des einen Drathes in denen des anderen inducirten Ströme dieselbe Richtung. Man erhält also beim Oeffnen des Stromkreises einen starken Extrastrom und einen hellen Oeffnungsfunken. — Sind aber die beiden Dräthe der Spirale so vereint, dass der primäre Strom beide Dräthe in entgegengesetzter Richtung durchfliesst, so heben sich die in den Windungen jedes Drathes sowie in dem einen Drath durch den anderen inducirten Ströme beim Oeffnen des Stromkreises auf; der Oeffnungsfunke ist nur schwach.

Ganz analog giebt ein Bündel von parallel nebeneinander liegenden, an ihren Enden miteinander verlötheten Dräthen beim Einschalten in den Stromkreis einen stärkeren Oeffnungsfunken, wenn die Dräthe nahe bei einander liegen, als wenn sie auseinander gebogen werden [1]). Ein Drath von grösserer Dicke kann dabei auch stärker wirken als ein dünnerer, indem jede vom Strom durchflossene Längsfaser desselben in den benachbarten Fasern einen gleichgerichteten Oeffnungsstrom inducirt.

Dagegen entsteht kein Oeffnungsfunke, wenn man einen Drath in der Mitte umlegt, so dass seine beiden Hälften parallel nebeneinander liegen, ihn nun in verschiedene Formen bringt und seine Enden abwechselnd mit den Polen einer Säule verbindet und von derselben loslöst [2]).

584 Auch der bei der Schliessung stattfindende Extrastrom lässt sich, wenn auch schwieriger, nachweisen, wie Faraday [3]) gezeigt hat.

Die Nadel des Galvanometers bei *G* in der Drathverbindung, Fig. 260, wurde einseitig in der Weise gehemmt, dass der bei der Oeffnung der Schliessung entstehende Inductionsstrom sie nicht ablenken konnte, und die Intensität des primären Stromes so regulirt, dass die Nadel nicht bedeutend abgelenkt wurde. Wurde nun wieder bei *M* in den Stromzweig *bMa* vor dem Schliessen einmal ein gerader oder zickzackförmiger Drath, dann eine Spirale eingefügt, und der Stromkreis bei *Z* geschlossen, so war der erste Ausschlag der Nadel des Galvanometers im letzteren Falle viel bedeutender als er durch den Einfluss des primären Stromes allein gewesen wäre. Es ist also bei der Schliessung in der Spirale bei *M* ein Extrastrom inducirt worden, welcher sich im Zweige *cd* zu dem primären Strom addirte, im Kreise *MadGcb* also in der Richtung *MbcGda* floss, die in der Spirale *M* dem primären Strom entgegengerichtet war.

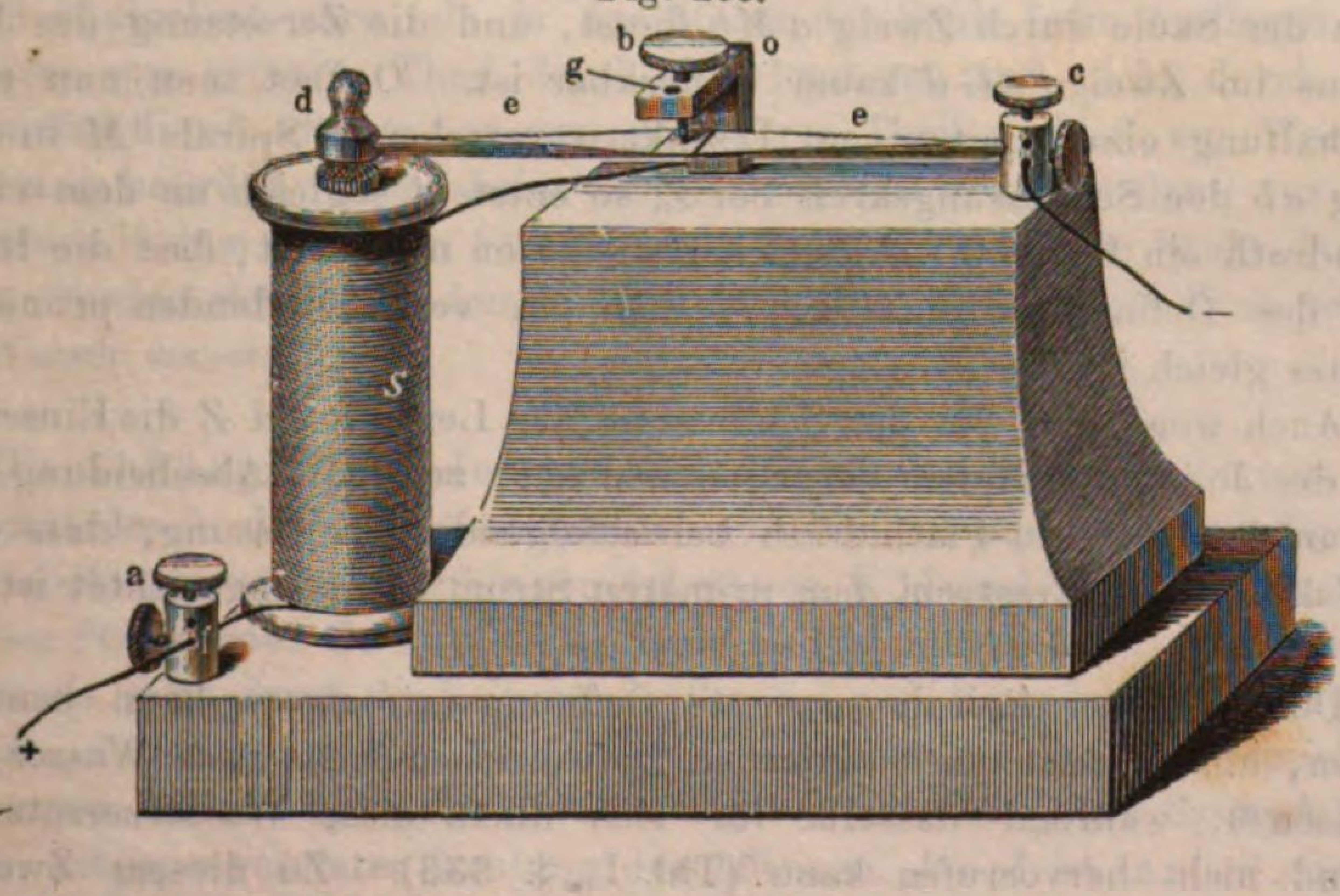
585 Sehr viel stärker tritt die Erscheinung des Extrastromes auf, wenn die in den Schliessungskreis eingeschaltete Spirale einen Kern von weichem

1) Faraday, l. c §. 1092.* — 2) Faraday, l. c. §. 1098 u. flgde.;* vergl. auch Masson, Ann. de Chim. et de Phys. T. LXVI, p. 5. 1837.* — 3) Faraday, Exp. Res. Ser. IX, S. 1101 u. flgde.*

Eisen enthält. Da dieser gleichzeitig mit dem Schliessen des Stromes in der Spirale magnetisch wird, und gleichzeitig mit dem Aufheben der Schliessung seinen Magnetismus verliert, und da die, das magnetische Verhalten desselben darstellenden Molekularströme in derselben Richtung um ihn fliessen, wie die Ströme in den Windungen der Spirale, so addirt sich seine inducirende Wirkung zu der der Windungen der Spirale auf einander. Die verschiedenen beim Oeffnen einer Säule anzustellenden Versuche, welche wir in dem §. 583 beschrieben haben, zeigen sich daher bei Einlegen eines Eisenkernes in die angewandte Spirale viel deutlicher, namentlich die Erscheinung der Funken [1]), die physiologische Wirkung, welche in dieser Art zuerst von Jenkins (s. §. 583) beobachtet wurde, ebenso die Ablenkung der Galvanometernadel und das Glühen von dünnen Dräthen, und endlich auch die Zersetzungswirkung der Extraströme, welche sich unter Anwendung einer einfachen Spirale kaum nachweisen liess. — Um ferner die Wirkung des Eisenkernes auf den Schliessungsextrastrom zu zeigen, bildet man einen Stromkreis aus einer, um den Anker eines Magnetes gelegten Spirale, einem Galvanometer und einer Inductionsspirale. Der beim Abreissen des Ankers vom Magnet entstehende Inductionsstrom ist schwächer, wenn man in die Inductionsspirale einen weichen Eisenkern einlegt, da nun in letzterer ein stärkerer Schliessungsgegenstrom entsteht, als ohne Anwendung des Eisenkernes [2]).

Um die physiologische Wirkung des Extrastromes bei Anwendung 586

Fig. 261.



von Eisenkernen recht deutlich zu zeigen, kann man sich des mit dem Wagner'schen Hammer verbundenen Apparates, Fig. 261, bedienen. Die

[1]) Dal Negro (Bibl. univ. T. II, p. 394. 1833*) hat diese Verstärkung des Oeffnungsfunkens in einem einen Elektromagnet enthaltenden Schliessungskreis zuerst beobachtet. — [2]) Jacobi und Lenz, Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 145. 1838.*

Spirale *s* enthält einen aus dünnen Eisendräthen gebildeten Kern. Ihr eines Ende ist mit der Klemme *a*, ihr anderes mit der Metallschraube *b* verbunden, die unten in eine Spitze von Platin ausläuft. Gegen die letztere federt die an der Klemmschraube *c* befestigte Messingfeder *e*, auf welche unterhalb *b* ein Platinplättchen gelöthet ist, und die bei *d* einen eisernen Knopf trägt. Man steckt zwei Metallstifte, welche an Goldschnüren metallne Handhaben tragen, in besondere Löcher *g* und *f*, welche in die die Schraube *b* führende Metallfassung und die Klemmschraube *a* gebohrt sind, und ergreift die Handhaben mit den Händen. Werden die Klemmen *c* und *a* mit den Polen der Säule verbunden, so ist der Stromkreis derselben durch *cebsa* geschlossen. Der Eisenkern der Spirale wird magnetisch, zieht den Knopf *d* an und öffnet dadurch den Stromkreis an der Schraube *b*. Der hierbei in der Spirale entstehende Extrastrom fliesst durch *f*, *s*, *b*, *g* und den menschlichen Körper. Nach dem Oeffnen des primären Stromkreises wird der Eisenkern der Spirale *s* wieder unmagnetisch. Die Feder *e* drückt den Knopf *d* von demselben ab und legt sich gegen die Schraube *b*, wodurch der Stromkreis von Neuem geschlossen wird [1]).

587 Um die chemische Wirkung zu zeigen, bringt man an Stelle des Galvanometers *G*, Fig. 260, einen Apparat, bestehend aus einem auf einer Glasplatte liegenden Streifen von befeuchtetem Jodkaliumkleisterpapier, auf den man die Spitzen zweier mit den Enden der Leitung verbundener Platindräthe in einiger Entfernung von einander aufstellt. Man schaltet in den Zweig *cd* einen so grossen Widerstand ein, dass fast der ganze Strom der Säule durch Zweig *aMb* fliesst, und die Zersetzung des Jodkaliums im Zweige *cGd* kaum bemerkbar ist. Oeffnet man nun nach Einschaltung einer, mit einem Eisenkern versehenen Spirale *M* in den Zweig *ab* den Schliessungskreis bei *Z*, so entsteht sogleich an dem einen Platindrath ein blauer Fleck, welcher wiederum nachweist, dass die Richtung des Oeffnungsstromes in *M* dem des verschwindenden primären Stromes gleich ist [2]).

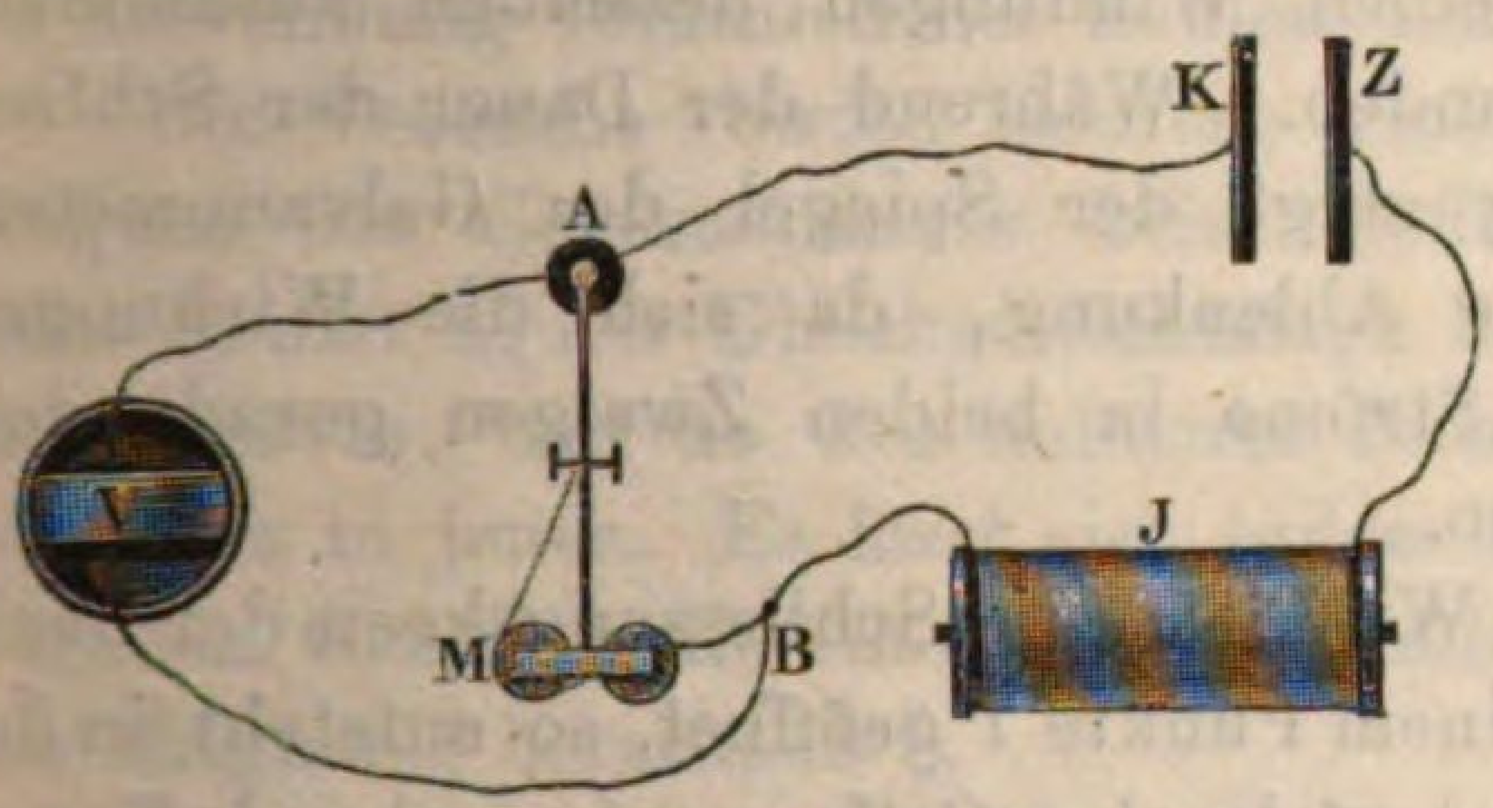
Auch wenn man vor der Schliessung der Leitung bei *Z* die Einschaltung des Jodkaliumpapiers vorgenommen hat, zeigt die Abscheidung des Jods an dem anderen Platindrath bei erfolgender Schliessung, dass nun der Schliessungsextrastrom dem primären Strom entgegengerichtet ist.

588 Der in einer Spirale erzeugte Oeffnungsextrastrom kann benutzt werden, um mittelst eines einfachen galvanischen Elementes Wasser zu zersetzen [3]), während dasselbe für sich allein diese Wasserzersetzung dauernd nicht hervorrufen kann (Thl. I, §. 333). Zu diesem Zwecke schaltet man in den Schliessungskreis eines einfachen Elementes *ZK*, Fig. 262, eine Inductionsspirale *J*, in welche man Eisendrathbündel legt, und einen Wagner'schen Hammer *MA* ein. Man verbindet den Amboss *A*

1) Vergl. Neef, Pogg. Ann. Bd. XLVI, S. 104. 1839.* — 2) Faraday l. c. — 3) De la Rive Arch. T. III, p. 159, Pogg. Ann. Bd. LX, S. 397. 1843*.

desselben, sowie einen Punkt *B* der Leitung zwischen der Spirale *J* und dem Hammer mit den Elektroden eines Voltameters *V*. Liegt der Hammer auf dem Amboss *A* auf, so ist der Stromkreis *ZJBMAK* geschlossen, und durch das Voltameter *V* fliesst wegen des grösseren Widerstandes nur ein geringerer Theil des Stromes. Dann wird durch den Magnet *M* der Hammer vom Amboss *A* abgehoben und der genannte Stromkreis geöffnet, so dass jetzt in *J* der dem primären Strome von *KZ* gleich gerichtete Oeffnungsinductionsstrom entsteht, und mit letzterem zugleich durch das Voltameter *V* fliesst, wo nun durch die vereinte Wirkung beider das Wasser zersetzt wird. Dann fällt der Hammer auf *A* wieder nieder, und der Process wiederholt sich.

Fig. 262.



Der Vortheil bei diesem Apparate ist natürlich nur der, dass im Moment des Oeffnens des primären Kreises die elektromotorische Kraft der Säule durch die des Extrastromes in der Spirale vermehrt wird, und die Summe dieser Kräfte grösser ist als die elektromotorische Kraft der Polarisation im Voltameter, und so das Wasser zersetzt wird. — Ganz selbstverständlich ist es indess, dass die Zinkmenge, welche hierbei in der Säule verbraucht wird, sehr viel bedeutender ist, als wenn sie dem zersetzten Wasser äquivalent wäre, da ja der Strom der Säule beim Aufliegen des Hammers zum grössten Theil durch den letzteren und nicht durch das Voltameter fliesst, und so nur zum geringeren Theil wirklich zur Wasserzersetzung beiträgt. Auch beim Oeffnen des Hammers, wo dann der Extrastrom mit dem primären Strom das Voltameter und die Säule durchfliesst, werden stets in beiden Apparaten äquivalente Mengen Zink gelöst und Wasser zersetzt [1]).

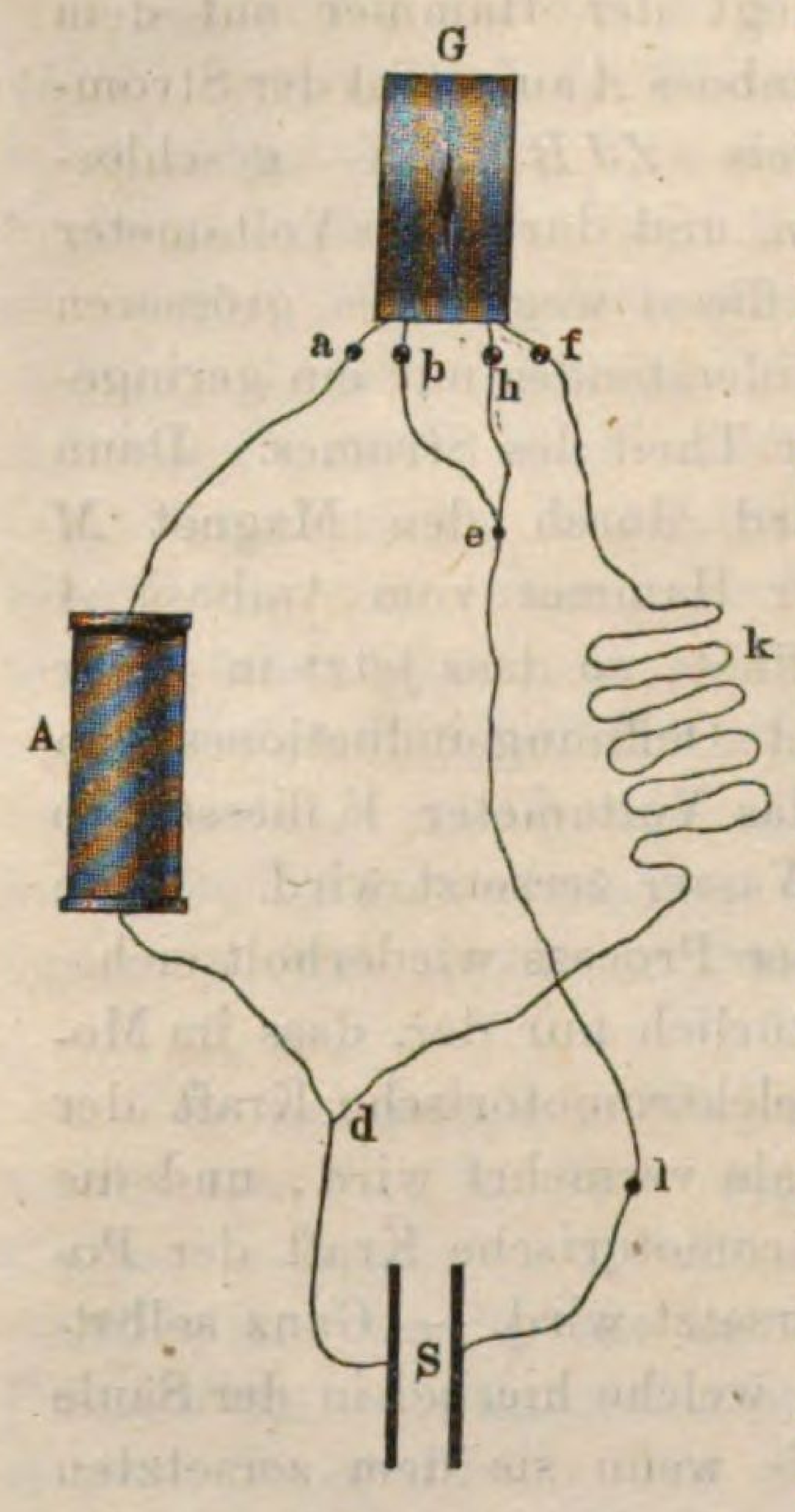
Die Abhängigkeit der Intensität des Extrastromes von der Intensität des in der Inductionsspirale entstehenden und verschwindenden Stromes ist in einer sehr sorgfältigen Arbeit von Edlund [2]) studirt worden. 589

Der Strom einer Grove'schen Säule *S*, Fig. 263 (a. f. S.), von 2 bis 3 Elementen, wird durch die Leitungsdräthe *Sd* und *Se* geleitet, und in den Punkten *d* und *e* derartig verzweigt, dass seine Zweige die doppelten Windungen *ah* und *bf* eines Differentialgalvanometers *G* mit Spiegelablesung in entgegengesetzter Richtung durchfliessen. Bei *A* ist in die Leitung *da* eine Inductionsrolle *A* eingeschaltet, bei *K* in die Leitung *df* ein im Zickzack gewundener Drath von solcher Länge, dass die Widerstände der

1) Vergl. auch Despretz, Compt. rend. T. XLIV, p. 1009. 1857.* De la Rive, Arch. T. XXXV, p. 115. 1857.* — 2) Edlund, Pogg. Ann. Bd. LXXVII, S. 161. 1849.*

Schliessungskreise $dAahe$ und $dkfbe$ gleich sind. Der Drath k ist über zwei, 3 Meter von einander entfernte Glasstangen gewunden, und dann sind die einzelnen Windungen desselben zusammengebunden. Während der Dauer der Schliessung zeigt der Spiegel des Galvanometers keine Ablenkung, da sich die Wirkungen der Ströme in beiden Zweigen gerade aufheben.

Fig. 263.



Wird jetzt der Schliessungskreis der Säule in einem Punkte l geöffnet, so entsteht in der Spirale A der dem Oeffnen entsprechende Extrastrom, welcher in der Richtung $dAahebfkd$ strömt und so in beiden Windungsreihen des Galvanometers den Magnet desselben in gleichem Sinne ablenkt. Aus dem Ausschlage desselben kann man mit Rücksicht auf die Dämpfung seiner Schwingungen durch die ihn umgebenden Metallmassen nach den §. 185 gegebenen Regeln die Intensität des Inductionsstromes berechnen.

Sind die den Magnet des Galvanometers ablenkenden Kräfte der beiden Stromkreise $dahe$ und $ebfd$ bei gleicher Intensität der sie durchfliessenden Ströme m und m_I, die Widerstände der Stromkreise r und r_I, so ist, da ein in entgegengesetzter Richtung durch beide Kreise nebeneinander geleiteter Strom den Magnet nicht ablenkt:

$$\frac{m}{r} = \frac{m_1}{r_1} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Ist die elektromotorische Kraft des beim Oeffnen der Säule in der Spirale A inducirten Extrastromes gleich E, so ist die Einwirkung dieses Stromes auf den Magnet:

$$A_o = \frac{E}{r + r_1}(m + m_1) = \frac{Em}{r} \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Schliesst man nach dem Oeffnen den Stromkreis dSe wiederum bei l, so erhält man jetzt in der Spirale A den bei der Schliessung erzeugten Extrastrom, welcher sich zwischen den drei Stromkreisen $dahe$, $dfbe$ und dSe verzweigt. Ist die elektromotorische Kraft dieses Schliessungsextrastromes E_1, der Widerstand des Schliessungskreises dSe gleich R, so ist die Wirkung des so inducirten Stromes auf den Magnet des Galvanometers:

$$A_s = \frac{E_I[m(r_I + R) + m_I R}{r(r_I + R) + r_I R} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

oder, nach 1:

$$A_s = \frac{E_1 m}{r} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Die Wirkung auf die Magnetnadel A_o und A_s ist also unabhängig von dem Widerstande des die Säule enthaltenden Stromzweiges, der sich bei Anwendung verschiedener Säulen und im Laufe der Versuche ändert.

Die Versuche bieten insofern eine gewisse Schwierigkeit, als der Magnet des Galvanometers beim Oeffnen des primären Stromes sich nicht immer in der Gleichgewichtslage befindet, die er ohne Einfluss desselben hätte, und so der inducirte Extrastrom in anderer Weise auf ihn wirkt als in jener. Es lässt sich indess mit Hülfe der §. 185 angeführten Formeln dennoch die Intensität der Inductionsströme aus dem Ausschlag des Magnetes berechnen [1]).

Mit Anwendung der gehörigen Vorsichtsmaassregeln ergab sich, dass **bei gleicher Intensität der angewandten Ströme die beim Oeffnen und Schliessen erhaltenen Extraströme gleiche elektromotorische Kraft besitzen.**

[1]) Ist eine unter Einfluss der Dämpfung schwingende Nadel um x_0 Grade aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt durch einen constanten Strom, und trifft sie nun ein Inductionsstrom, der sie um u Grade aus der Gleichgewichtslage entfernt, so ist die Geschwindigkeit v, welche ihr der Inductionsstrom ertheilt hat und die seine Intensität misst, eben so gross, wie wenn die Nadel von einem jenseits der Gleichgewichtslage befindlichen Punkt u_1 gekommen wäre, von dem aus sie, ohne Einwirkung fremder Kräfte schwingend, denselben Ausschlag u erreicht hätte. Zählen wir hierbei die Zeit t von dem Ausschlag $x = u_1$ an, so ist für $t = o$, $x = u_1$ und $\frac{dx}{dt} = o$; dann ergiebt sich aus der Gleichung 1, §. 169:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + n^2x + 2\varepsilon\frac{dx}{dt} = o,$$

$$x = u_1 e^{-\varepsilon t}\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{n^2-\varepsilon^2}} \sin\sqrt{n^2-\varepsilon^2}\,t + \cos\sqrt{n^2-\varepsilon^2}\,t\right) \ldots \ldots (1)$$

und

$$\frac{dx}{dt} = \frac{u_1 n^2}{\sqrt{n^2-\varepsilon^2}} e^{-\varepsilon t} \sin\sqrt{n^2-\varepsilon^2}\,t \ldots \ldots \ldots (2)$$

Ist T_1 die Zeit einer Schwingung unter Einfluss der Dämpfung, so ist

$$u_1 = u e^{\varepsilon T_1}$$

und

$$\sqrt{n^2-\varepsilon^2} \,.\, T_1 = \pi$$

(Gleichung 4, §. 169). Bei Einführung dieser Werthe folgt aus (1) und (2):

$$\frac{dx}{dt} = \varepsilon x \pm e^{-\varepsilon t}\sqrt{u\, e^{\varepsilon T_1} - \frac{x^2\pi^2}{T_1^2} e^{2\varepsilon t}} \ldots \ldots \ldots (3)$$

Die Werthe T_1 und u lassen sich experimentell bestimmen, also auch u_1 und $\sqrt{n^2 - \varepsilon^2}$. Ist das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel λ, so ist

$$\lambda = \varepsilon T_1$$

(Gleichung 6, §. 169), wodurch auch ε gegeben ist. Führen wir diese Werthe in Gleichung (1) ein und setzen statt x den Werth x_0, so lässt sich die Zeit $t = t_0$ berechnen, in der die vom Ausschlag $x = u_1$ aus schwingende Nadel den Ausschlag x_0 erreichen würde. Werden nun t_0 und x_0 statt t und x in Gleichung (3) eingeführt, so erhält man die Geschwindigkeit $\frac{dx_0}{dt}$, welche die Nadel durch den Inductionsstoss erhalten hat, und die die Intensität des Inductionsstromes misst.

Die etwaigen Unterschiede zwischen der Theorie und Beobachtung ergeben sich aus den durch die Polarisation in der Säule hervorgebrachten Aenderungen der Stromintensität.

Es ist ferner die elektromotorische Kraft E_1 des Extrastromes der Intensität I des primären Stromes direct proportional, wie dies auch folgende Tabelle ergiebt:

I	33,8	42,1	44,8	46,0	51,9	52,8
E_1 gef.	6,93	9,20	9,61	9,84	11,08	11,58
E_1 ber.	7,32	9,12	9,71	9,97	11,24	11,44
I	54,2	54,7	80,3	83,1	108,4	113,6
E_1 gef.	12,3	12,0	17,45	17,55	23,76	25,09
E_1 ber.	11,74	11,85	17,40	18,00	23,49	24,61

Aendert man die Intensität des inducirenden Stromes dadurch, dass man vermittelst eines einfachen Einschaltungsapparates plötzlich grössere oder geringere Drathlängen in den Stromzweig dSe einführt, so sind auch hierbei die erhaltenen Extraströme der jedesmaligen Aenderung der Stromintensität direct proportional.

Durch eine ganz analoge Methode ist Rijke[1]) zu demselben Resultat gekommen. Da die Abnahme der Stromintensität während der Schliessung des primären Stromes in Folge der Polarisation stets den Oeffnungsstrom zu klein erscheinen lässt, so schloss Rijke die Säule nach der Lostrennung von der Verbindung mit der den Extrastrom gebenden Spirale stets mittelst eines geeigneten Commutators durch einen Drath von gleichem Widerstand wie der ihrer vorherigen Schliessung, und verband sie dann erst wieder zur Beobachtung des Schliessungsextrastromes mit letzterem.

Zur Messung der Intensität der Ströme diente ihm ein Ruhmkorff'sches Spiegelgalvanometer, welches dem Fig. 133, §. 181 gezeichneten ganz ähnlich ist. Die Ausschläge a seines Magnetes durch die Extraströme betrugen bei abwechselnder Richtung des primären Stromes:

1. beim Oeffnungsextrastrom . . . $a = 18{,}74$ und 18,8 (Mittel 18,77)
2. beim Schliessungsextrastrom . $a = 18{,}56$ und 19,06 (Mittel 18,81)

Die Gleichheit der Intensität beider Ströme ist also bewiesen.

590 Dasselbe Resultat erhielt Rijke, als er in die Inductionsspirale ein Bündel Eisendräthe (von einem Ruhmkorff'schen Inductionsapparat) einlegte. Die Ablenkungen betrugen

1. beim Oeffnungsextrastrom . . $a = 31{,}33$ und 31,73 (Mittel 31,53)
2. beim Schliessungsextrastrom . $a = 31{,}36$ und 34,75 (Mittel 31,545)

Also auch beim Einlegen von Eisenkernen in die Inductionsspiralen

1) Rijke, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 481. 1857.*

sind die elektromotorischen Kräfte einander gleich, welche beim Oeffnen und Schliessen des dieselben durchlaufenden Stromes inducirt werden.

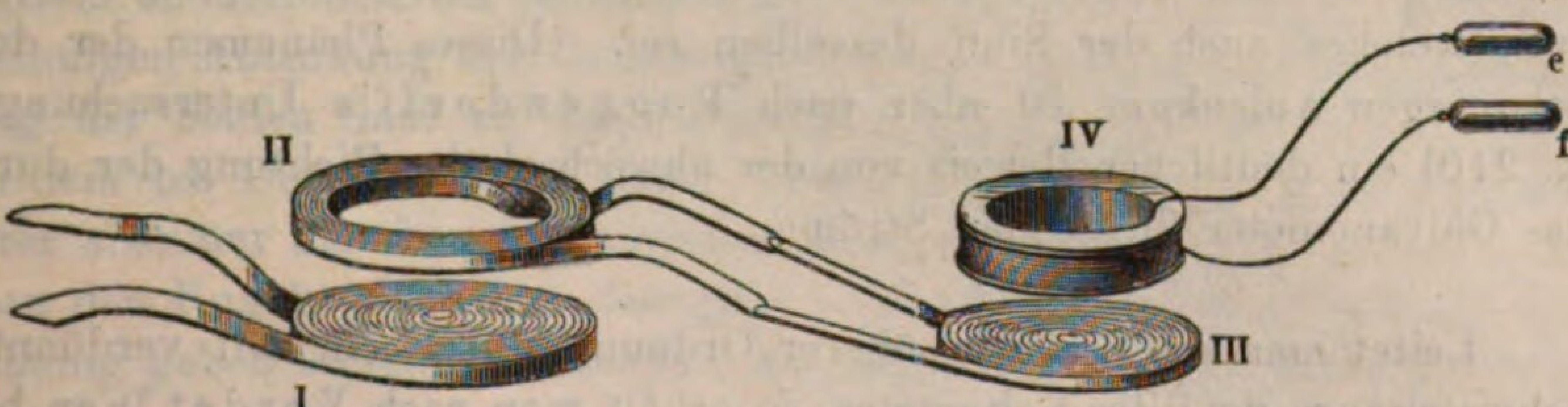
Den weiteren Einfluss der Extraströme auf das Entstehen und Vergehen der galvanischen Ströme werden wir in dem Capitel III. der Induction „Einfluss der inducirten Ströme auf die Zeitdauer des Entstehens und Verschwindens der Ströme" näher behandeln[1]).

VI. Inducirte Ströme höherer Ordnung.

Wie ein dauernder galvanischer Strom bei Aenderungen seiner Intensität Inductionsströme erzeugen kann, so vermag auch wiederum ein Inductionsstrom bei seinem Entstehen und Vergehen in benachbarten Leitern neue Inductionsströme zu erzeugen. 591

Legt man eine Reihe von Bandspiralen in der Fig. 264 gezeichneten

Fig. 264.



Ordnung auf- und nebeneinander, so kann man beobachten, dass beim Schliessen oder Oeffnen des die Spirale I durchfliessenden Stromes nicht nur der mit den Enden der Spirale II verbundene menschliche Körper eine Erschütterung erhält, sondern dass auch, wenn man die Enden der Spirale II mit denen der Spirale III verbindet, in der über letztere gelegten Spirale IV ein Inductionsstrom erregt wird, welcher physiologische Wirkungen hervorbringen kann. Wird die Spirale IV noch weiter mit einer Spirale V verbunden, so zeigen die physiologischen Wirkungen auch noch einen in der auf sie gelegten Spirale VI inducirten Strom an.

Wir bezeichnen hierbei den durch den ursprünglichen Strom inducirten Inductionsstrom als Inductionsstrom erster Ordnung, den durch letzteren inducirten Strom als Inductionsstrom zweiter Ordnung u. s. f. Andere Physiker bezeichnen den ursprünglichen Strom als primären, die Inductionsströme der Reihe nach als secundären, tertiären Strom u. s. f.[2]).

Jeder dieser Ströme besteht aus zwei auf einander folgenden Theilen, aus dem beim Entstehen und dem beim Vergehen des vorhergehenden Stro- 592

[1]) P. Carl hat sich bemüht, das Vorhandensein eines Extrastromes in Abrede zu stellen. Vergl. seine Originalabhandlung „Ueber das Nichtvorhandensein eines Extrastromes". München 1861.* — [2]) Henry, Pogg. Ann. Ergänzungsband I, S. 296. 1842.*

mes niederer Ordnung inducirten Strom, von dem der erste diesem Strome entgegengerichtet, der andere ihm gleichgerichtet ist.

Man kann sich von der Richtigkeit dieses von Henry zuerst aufgestellten Satzes auf verschiedene Weise überzeugen.

Man unterbricht durch ein Zahnrad den Schliessungskreis eines eine inducirende Spirale durchlaufenden Stromes. Hierdurch werden abwechselnd gerichtete Schliessungs- und Oeffnungsinductionsströme in einer, die erstere Spirale umgebenden Inductionsspirale erzeugt. Von diesen Inductionsströmen leitet man vermittelst des §. 245 beschriebenen Disjunctors nur die einen oder die anderen durch eine dritte Spirale. Legt man nun auf die dritte Spirale eine mit dem Galvanometer verbundene vierte Spirale, so entstehen in derselben Inductionsströme zweiter Ordnung. Diese lenken wegen ihrer abwechselnden Richtung die Nadel des Galvanometers, wenn sie auf Null steht, kaum ab [1]). Steht dann die Nadel des Galvanometers nicht genau parallel den Windungen des Multiplicators desselben, so schlägt sie nach Abria [2]) in der Richtung ihres ersten Ausschlages weiter aus, welches auch der Sinn desselben sei. Dieses Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung ist aber nach Poggendorff's Untersuchungen (§. 210) ein deutlicher Beweis von der abwechselnden Richtung der durch das Galvanometer fliessenden Ströme.

593 Leitet man die Ströme höherer Ordnung durch ein mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes Voltameter, so erhält man nach Verdet [3]) an beiden Platinelektroden beide Gase, Sauerstoff und Wasserstoff, und zugleich beobachtet man die Desaggregation des Platins (Thl. I, §. 184). Die Quantitäten der Gase und ihr Verhältniss zu einander ist indess durch die secundären Einflüsse, z. B. Wiedervereinigung der an derselben Elektrode entwickelten Gase u. s. f., bei verschiedenen Versuchen sehr unbeständig.

Beim Einlegen von Eisencylindern ist die elektrolytische Wirkung dieser Ströme weit bedeutender.

Dieselben Erscheinungen kann man vermittelst eines Ruhmkorff'schen Apparates (s. weiter unten) erhalten, dessen inducirte Spirale man mit den Elektroden eines Voltameters verbindet. Es erscheinen dann wiederum beim Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes an denselben abwechselnd beide Gase. Unterbricht man aber den Schliessungskreis des inducirten Stromes an einer Stelle, so vermag nur der beim Oeffnen inducirte Strom, in dem dieselbe Elektricitätsmenge, wie im Schliessungsstrom, aber in kürzerer Zeit, also in grösserer Dichtigkeit inducirt ist, an dieser Stelle die Luft in einem Funken zu durchbrechen, und die Zersetzung geschieht polar. Die an den Elektroden abgeschiedenen Gase zeigen, dass der Inductionsstrom die gleiche Richtung wie der in-

[1]) Henry, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 94. 1841. — [2]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. VII, p. 486. 1843.* — [3]) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXIX, p. 501. 1850.*

ducirende Strom hat. — Leitet man den Inductionsstrom des Ruhmkorff'schen Apparates, ohne eine Unterbrechung anzubringen, durch die eine Drathlage A einer mit zwei Dräthen umwundenen Spirale, so bildet sich in der zweiten Drathlage B derselben der doppelt gerichtete tertiäre Strom, der beim Hindurchleiten durch ein Voltameter wieder an jeder Elektrode beide Gase abscheidet. Wird indess sein Schliessungkreis unterbrochen, so dass nur der eine kürzere Zeit dauernde dichtere Theil dieses Stromes durch einen Funken an der Unterbrechungsstelle sich ausgleichen kann, so wird die Zersetzung wiederum polar und zeigt an, dass jener Theil des Stromes dem secundären entgegengerichtet ist.

Aehnliche Resultate hat Masson erhalten, indem er durch den Inductionsstrom des Ruhmkorff'schen Apparates einen Condensator lud, und denselben dann durch eine auf eine Glasplatte geklebte flache Drathspirale entlud. Der letzteren war eine eben solche Spirale gegenübergestellt, in der bei jeder Entladung des Condensators ein doppelt gerichteter Inductionsstrom inducirt wird, welcher das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung der Galvanometernadel, die gleichzeitige Abscheidung der beiden Gase an den Elektroden des Voltameters u. s. f. zeigt, von dem bei Unterbrechung seiner Schliessung durch ein Funkenmikrometer aber nur der dem inducirenden Strome gleichgerichtete Strom zwischen den Kugeln desselben übergeht. Die Ströme dritter und vierter Ordnung geben dieselben Resultate, die durch das Funkenmikrometer hindurchgehenden Theile derselben sind stets der Richtung des nächst niederen Stromes entgegengesetzt.

Man hat auch versucht, die Richtung der inducirten Ströme höherer 594
Ordnung in der Weise zu bestimmen, dass man sie durch einen kleinen Apparat, den sogenannten Indicator, leitete. Derselbe besteht aus einer Drathspirale, in welche man Stahlnadeln einlegt. Die Richtung der Magnetisirung der letzteren durch die durch die Spirale geleiteten Inductionsströme, welche man durch Annähern der Nadel an die Pole einer Magnetnadel bestimmen kann, sollte dann auch die Richtung der magnetisirenden Inductionsströme angeben.

Wird die Richtung des inducirenden Stromes mit + bezeichnet, so ergiebt sich in dieser Weise die scheinbare Richtung der Ströme höherer Ordnung wie folgt:

	beim Oeffnen des primären Stromes	beim Schliessen des primären Stromes
Die Richtung des inducirenden Stromes	+	+
Die Richtung des inducirten Stromes		
erster Ordnung	+	—
zweiter Ordnung	—	+
dritter Ordnung	+	—
vierter Ordnung	—	+
fünfter Ordnung	+	—

Es wechselt also hiernach scheinbar die Richtung der Inductionsströme höherer Ordnung [1]).

Nach Abria [2]) würde, wenn man eine Reihe von Spiralen nacheinander zur Erzeugung von Strömen höherer Ordnung benutzt und nun das Verhältniss der Inductionsströme zweier aufeinander folgender Ordnungen durch Magnetisirung von Stahlnadeln vergleicht, dasselbe nahezu constant bleiben zwischen den Strömen zweiter und erster, dritter und zweiter Ordnung.

595 Wenn jeder Inductionsstrom höherer Ordnung aus zwei ganz gleichen und gleich verlaufenden einander entgegengesetzten, beim Entstehen und Vergehen des nächst niederen Stromes inducirten Strömen bestände, so würde doch eine Stahlnadel, welche der Wirkung beider Partialströme nach einander ausgesetzt wäre, im Sinne des zuletzt wirkenden Stromes magnetisirt erscheinen, da zum Umkehren ihres, durch den ersten Partialstrom erzeugten Magnetismus ein schwächerer Gegenstrom erforderlich ist, als zum Magnetisiren (vergl. Thl. II, §. 276). — Ausserdem kann aber bei gleicher Gesammtintensität die Zeitdauer der beiden Inductionsströme sehr verschieden sein, aus denen die Ströme höherer Ordnung bestehen, indem der nächst niedere Strom mit einer anderen Geschwindigkeit entstehen kann, als die ist, mit der er verschwindet. Dann ist schon von vornherein die magnetische Wirkung der Partialströme verschieden, indem der Strom, welcher bei gleicher Gesammtintensität kürzere Zeit dauert, also in einer gegebenen Zeit eine grössere Intensität besitzt, die Stahlnadeln stärker magnetisirt (siehe das Capitel „Einfluss der Dauer der Inductionsströme auf ihre Wirkungen").

Es geben hiernach die Versuche über die Magnetisirung von Stahlnadeln durch die Inductionsströme höherer Ordnung durchaus keinen Anhaltspunkt für die Bestimmung ihrer Richtung.

596 Leitet man die Ströme in der primären inducirenden Spirale, sowie die tertiären Ströme, durch einen Disjunctor zum Galvanometer, so dass in demselben nur die beim Oeffnen der primären Spirale inducirten Ströme circuliren können, während die die secundären Ströme leitende Spirale in sich geschlossen ist, so zeigt der einseitige Ausschlag der Nadel nur eine dem inducirenden Strome entgegen gerichtete, negative Reihe von Inductionsströmen an, da wohl der Uebergang der positiven Inductionsströme grossentheils wegen ihrer geringeren Dichtigkeit an den Federn des Disjunctors gehemmt wird. Fängt man nur die beim Schliessen der primären Spirale inducirten tertiären Ströme auf, so zeigt das Galvanometer eine überwiegende Wirkung der positiven Inductionsströme an [3]).

In Betreff der ferneren Erscheinungen bei den Strömen höherer Ordnung siehe das Capitel „Ueber den Einfluss der Dauer der Inductionsströme auf ihre Wirkungen".

[1]) Henry, l. c. — [2]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. T. III, p. 59. 1841.* — [3]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. VII, p. 487. 1843.*

VII. Mathematische Theorie der in linearen Leitern inducirten Ströme.

Die Gesetze der Induction sind auf mathematischem Wege nament- 597
lich von Neumann und Weber abgeleitet worden.

Neumann [1]) geht dabei wesentlich von den §§. 555 und folgende angegebenen Resultaten aus, zu denen das Lenz'sche Gesetz hinzukommt. Wird ein vom Strom durchflossener Leiter A in der Nähe eines zweiten Leiters B mit der Geschwindigkeit v bewegt, so wird nach diesem Gesetz der in B inducirte Strom auf A so wirken, dass er ihm einen, seiner Bewegung entgegengesetzten Antrieb ertheilt. Wird dieser Antrieb, welchen jedes Element Ds des inducirten Leiters B auf jedes Element $D\sigma$ des inducirenden A ausübt, während ersterer von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre, nach der Bewegungsrichtung des Elementes $D\sigma$ zerlegt und der erhaltene Werth gleich $\gamma\,.\,Ds\,.\,D\sigma$ gesetzt, so würde hiernach die einfachste Annahme sein, dass die in jedem Element Ds des inducirten Leiters B inducirte elektromotorische Kraft

$$E\,Ds = -\,\varepsilon v \gamma\, Ds\, D\sigma$$

ist. In diesem Ausdruck ist nach den Versuchen von Lenz, Faraday, Felici u. A. ε eine von dem Stoff und dem Querschnitt des inducirten Leiters unabhängige Constante, deren Werth mit der von Beginn der Wirkung der inducirenden Kraft verlaufenden Zeit sehr schnell abnimmt, so dass man wenigstens in linearen Leitern die Induction als momentan betrachten kann. Die elektrodynamische Wirkung γ ist hierbei in dem §. 19 erwähnten elektrodynamischen Maass gemessen, nach welchem zwei parallele, auf ihrer Verbindungslinie verticale Elemente in der Einheit der Entfernung sich mit der Kraft Eins anziehen, wenn beide von Strömen von der Intensität Eins durchflossen werden.

Bezeichnet Γ die über alle Elemente Ds des inducirten Stromkreises 598
ausgedehnte auf ein Element $D\sigma$ des inducirenden Stromes ausgeübte und nach der Bewegungsrichtung von $D\sigma$ zerlegte elektrodynamische Gegenwirkung, welche statthätte, wenn der inducirte Stromkreis von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre, so wird der in dem Zeitelement dt in dem ganzen inducirten Kreise erzeugte Strom nach dem Ohm'schen Gesetz die Intensität

$$D = -\,\varepsilon \lambda\, dt\, \Sigma\, v \Gamma\, D\sigma \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

haben, wo das Zeichen Σ die Integration über alle Elemente $D\sigma$ des inducirenden Stromkreises andeutet und λ den umgekehrten Werth des Widerstandes des Schliessungskreises des inducirten Stromes bezeichnet. Eigentlich gilt das Ohm'sche Gesetz nur für einen stationären Zustand der elektrischen Strömung, welche in der That in dem vorliegenden Falle

[1]) Neumann, Abhandl. der Berliner Academie 1845. S. 1.* und 1847. S. 1.*

nicht stattfindet, da E sich mit der Zeit ändert. Neumann hat indess gezeigt, dass wenn diese Aenderung mit einer Geschwindigkeit vor sich geht, welche im Verhältniss zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität klein ist, der obige Satz dennoch zur Geltung kommen kann.

Bewegt sich der inducirende Leiter von der Zeit t_0 bis zur Zeit t_1, so ist dann die gesammte Intensität des in dieser Zeit inducirten Stromes

$$I = -\varepsilon\lambda \int_{t_0}^{t_1} dt\, \Sigma\, v \Gamma D\sigma. \qquad (2)$$

Bezeichnen wir den in dem Zeitelement dt zurückgelegten Weg mit dw, die Orte, an denen sich der inducirende Leiter zu den Zeiten t_0 und t_1 befindet, mit w_0 und w_1, so ist die Geschwindigkeit $v = \frac{dw}{dt}$ und die Ausdrücke 1 und 2 ändern sich um in

$$D = -\varepsilon\lambda \Sigma \Gamma dw D\sigma; \qquad I = -\varepsilon\lambda \int_{w_0}^{w_1} \Sigma \Gamma\, dw\, D\sigma. \qquad (3)$$

Bezeichnet man die Componenten der elektrodynamischen Wirkung des von dem Strom Eins durchflossenen inducirten Leiters B auf das von dem Strom durchflossene Element $D\sigma$ mit $X\,Y\,Z$; sind die Coordinaten von $dw = \xi, \eta, \zeta$, so ist auch:

$$D = -\varepsilon\lambda \Sigma\, (X d\xi + Y d\eta + Z d\zeta)\, D\sigma \qquad (4)$$

$$I = -\varepsilon\lambda \int_{w_0}^{w_1} \Sigma\, (X d\xi + Y d\eta + Z d\zeta)\, D\sigma. \qquad (5)$$

Den Ausdruck D bezeichnet Neumann mit dem Namen des Differentialstromes; den Ausdruck I mit dem des Integralstromes. — Beide Ströme sind von der Geschwindigkeit der Bewegung des inducirenden Leiters unabhängig, und nur von der Lage und Länge des von ihm durchlaufenen Weges bedingt.

599 Würden wir den inducirenden Strom in gleicher Intensität wie vorher durch A, so jetzt durch den inducirten Drathkreis B leiten, und denselben gegen Leiter A, in welchem jetzt kein Strom fliesst, genau in gleicher Weise hinbewegen, wie vorher A gegen B, so wäre, wenn beide Leiter in sich geschlossen sind, die jetzt in A inducirte elektromotorische Kraft dieselbe, wie die vorher in B inducirte, da offenbar die elektrodynamische Gegenwirkung und ebenso die inducirende Kraft zwischen je zwei Elementen Ds und $D\sigma$ dieselbe bleibt wie vorher. Die Intensitäten der in beiden Fällen inducirten Ströme werden sich umgekehrt wie die Widerstände von A und B verhalten.

Ebenso ist es gleichgültig, ob der vom Strom durchflossene Leiter A gegen den nicht vom Strom durchflossenen Leiter B, oder ob B in

entgegengesetzter Richtung bewegt wird, und A ruht. Denn denken wir während der Bewegung von A gegen B den Raum bewegt, welcher beide Leiter enthält, so kann hierdurch keine Inductionswirkung zwischen den Leitern entstehen. Wird diese letztere Bewegung so angeordnet, dass dadurch A absolut in Ruhe bleibt, so bleibt nur noch die der früheren Bewegung von A entgegengesetzte Bewegung von B übrig; welche jene Bewegung von A völlig in ihrer Wirkung ersetzt. — Für nicht geschlossene Leiter gelten diese Sätze nur unter gewissen Beschränkungen, wenn der ganze Kreis des inducirten Stromes dabei seine Länge nicht ändert (vgl. §. 602).

Für die Induction eines Stromes in einem geschlossenen Stromkreise 600
durch die Bewegung eines Magnetpoles kann man immer den Magnetpol ruhend denken und dem Leiter die entgegengesetzte Bewegung ertheilen und umgekehrt. Man kann dann den Magnetpol durch ein Solenoid ersetzt denken, dessen eines Ende in der Unendlichkeit liegt, das andere mit dem Magnetpol zusammenfällt.

Die elektrodynamische Wirkung eines solchen Solenoides auf ein Stromelement ist durchaus nur abhängig von der Lage seines Endes. Seine Wirkung auf einen geschlossenen Leiter ist nur eine anziehende oder abstossende; dagegen kann dieselbe keine Rotation des geschlossenen Leiters verursachen (vergl. §. 104).

Hat daher der in sich geschlossene Leiter um den Magnet- oder Solenoidpol nur eine rotatorische Bewegung, so kann in ihm kein inducirter Strom entstehen. — Ist das Solenoid begrenzt, oder hat der Magnet zwei Pole, so wird ebenso kein inducirter Strom in dem geschlossenen Leiter entstehen, wenn sich derselbe um eine, durch beide Pole gelegte Drehungsaxe dreht.

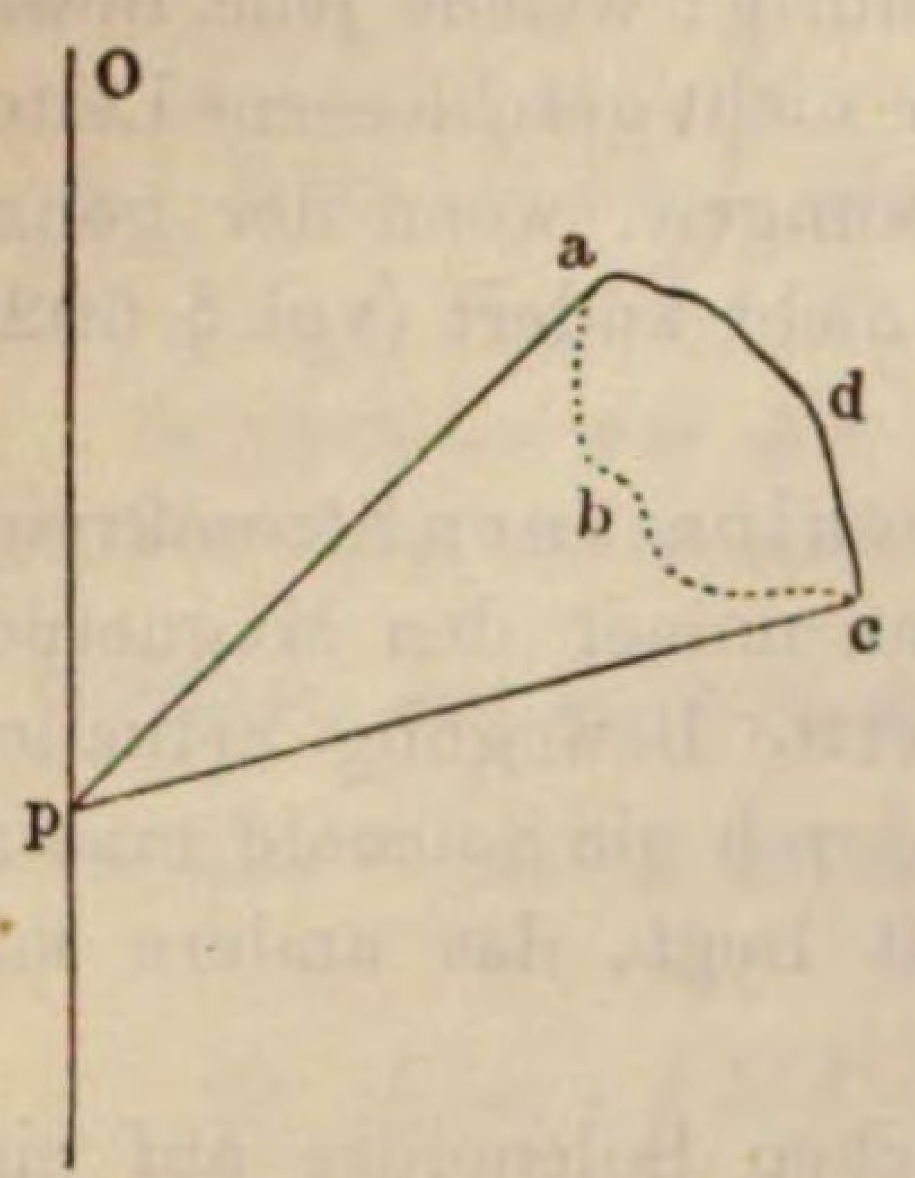
Hat dagegen der geschlossene Leiter eine fortschreitende Bewegung bei welcher alle seine Elemente sich selbst parallel bleiben, so wird in ihm ein Strom inducirt, der durch die oben gegebenen Formeln dargestellt wird, wenn man in ihnen $\Gamma\, Ds\, D\sigma$ durch die elektromagnetischen Kräfte ersetzt, welche von dem Magnetpole auf alle einzelnen Elemente des geschlossenen Leiters ausgeübt werden, wenn der Leiter von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre. — Sind also die Coordinaten des Poles ξ, η, ζ, seine relativen Verschiebungen gegen den Leiter $d\xi$, $d\eta$, $d\zeta$, ist sein Magnetismus μ; sind die von ihm auf jedes, vom Strom Eins durchflossene Element des geschlossenen Leiters ausgeübten elektromagnetischen Wirkungen $X\mu$, $Y\mu$, $Z\mu$, so erhalten wir den in dem geschlossenen Leiter inducirten Integralstrom bei der Bewegung des Poles auf dem Wege $w_1 - w_0$:

$$I = -\,\varepsilon\mu\lambda \int_{w_0}^{w_1} \Sigma\,(X d\xi + Y d\eta + Z d\zeta)\, D\sigma \,.\,.\quad .\quad .\quad (1)$$

Bei einem nicht in sich geschlossenen bewegten Leiterstück ge- 601
stalten sich die Verhältnisse anders. Ist z. B. adc, Fig. 265 a. f. S., ein

solches Leiterstück, so wird auf dasselbe durch den benachbarten Pol P eines Solenoids oder Magnets sowohl ein translatorischer als auch in Bezug auf P als Drehungsmittelpunkt ein rotatorischer Bewegungsantrieb ausgeübt, wenn man durch dasselbe einen Strom leitet.

Fig. 265.



Es wird also durch die beiden Bewegungen vor dem ruhenden Pol in adc ein Strom inducirt. Der durch die translatorische Bewegung inducirte Strom berechnet sich nach den oben gegebenen Formeln; der durch die rotatorische Bewegung inducirte ist indess nur von der Lage der Endpunkte a und c des bewegten Leiterstückes abhängig. Denken wir uns durch adc einen Strom von der Intensität Eins geleitet, und nennen die Winkel, welche die Linien Pa und Pc mit der durch P gelegten Drehungsaxe OP machen, φ_1 und ψ_1, so ist nach §. 104 der von P ausgehende, auf adc ausgeübte elektromagnetische rotatorische Antrieb, wenn der Magnetismus des Poles μ ist:

$$\mu\,(\cos\varphi_1 - \cos\psi_1).$$

Wird daher das Leiterstück adc um den Pol P um einen kleinen Winkel $d\varrho$ gedreht, so ist der in demselben inducirte Differentialstrom:

$$D = -\,\varepsilon\mu\lambda\,(\cos\varphi_1 - \cos\psi_1)\,d\varrho.$$

Sind die Winkel, welche die Drehungsaxe mit den Coordinatenaxen macht, gleich λ, μ, ν; sind die Coordinaten des Poles ξ, η, ζ, die eines Elementes des Leiters adc gleich xyz, ist der Abstand des Poles und Elementes gleich ϱ, so ist auch:

$$D = -\,\varepsilon\mu\lambda\left(\left[\cos\lambda\,\frac{x-\xi}{\varrho}\right] + \left[\cos\mu\,\frac{y-\eta}{\varrho}\right] + \left[\cos\nu\,\frac{z-\zeta}{\varrho}\right]\right).$$

Die eckigen Klammern deuten an, dass die in ihnen befindlichen Ausdrücke stets die Differenzen der Werthe angeben, welche sie annehmen, wenn man in ihnen für x, y, z und ϱ die für die beiden Endpunkte des Leiters gültigen Werthe einsetzt.

Ist statt eines einzelnen Poles P ein Magnet mit zwei Polen P und Q gegeben, um dessen Axe sich der Leiter adc dreht, und sind die Winkel zwischen der Axe und den nach a und c von P und Q gezogenen Linien resp. φ_I, φ_{II}, ψ_I, ψ_{II}, so wird der bei der Drehung des Leiters um den Winkel $d\varrho$ inducirte Differentialstrom:

$$D = -\,\varepsilon\mu\lambda\,[(\cos\varphi_I - \cos\psi_I) - (\cos\varphi_{II} - \cos\psi_{II})]\,d\varrho.$$

602 Bei der Induction von Strömen in einem nicht in sich geschlossenen Leiter durch einen Solenoid- oder Magnetpol kann man nicht ohne Weiteres für die Bewegung jenes Leiters die entgegengesetzte Bewegung des Poles substituiren. Denn sind z. B. die Enden des beweglichen Leiter-

stückes *adc* durch den ruhenden Schliessungsdrath *abc* verbunden, in welchem sich der in *adc* inducirte Strom ausgleicht, so würde, wenn man den Pol an Stelle des Leiterstückes *adc* bewegt, auch in dem ruhenden Theil *abc* ein Strom inducirt. Sollte dies nicht stattfinden, so muss der ruhende Theil *abc* mit dem Pol fest verbunden sein, so dass er bei der Bewegung des letzteren seine relative Lage gegen ihn beibehält. Nur in diesem speciellen Fall ist die Vertauschung der Bewegungen gestattet. — Dasselbe gilt, wenn die Induction statt durch einen Magnetpol durch einen in sich geschlossenen Stromkreis bewirkt wird.

Wird in dem so eben betrachteten Falle an Stelle des ungeschlossenen Leiters der Magnetpol bewegt, so wird sowohl durch die rotatorische als auch durch die translatorische Bewegung desselben in Bezug auf den Leiter in letzterem ein Strom inducirt. Denkt man sich hierbei durch den Pol eine feste Linie gezogen, welche sich bei seiner rotatorischen Bewegung um den Leiter sich selbst parallel im Raum verschiebt, so wird der Pol bei seiner Bewegung um diese feste Linie eine Drehung annehmen. Er wird also auch, wenn wir diese feste Linie als Drehungsaxe ansehen, bei der Drehung des Poles um sich selbst in dem ruhenden ungeschlossenen Leiter einen Strom induciren. (Vergl. indess §. 573).

Nach §. 139 lassen sich die Componenten XYZ der Wirkung eines geschlossenen Stromes S von der Intensität Eins auf einen Magnetpol P 603
von dem magnetischen Fluidum Eins, (welcher also dem Ende eines unendlich langen Solenoids entspricht, dessen Elementarströme den Flächenraum Eins und die Intensität Eins haben) als die partiellen Differentialquotienten der Potentialfunction des ersteren in Bezug auf den letzteren darstellen. Diese Potentialfunction V ist gegeben durch Oeffnung eines Kegels, dessen Spitze in P liegt und dessen Basis die Peripherie des Stromes S ist.

Sind wie in §. 600 die Coordinaten von P gleich ξ, η, ζ, so ist:

$$X = \frac{dV}{d\xi},\ Y = \frac{dV}{d\eta},\ Z = \frac{dV}{d\zeta}.$$

Führen wir diese Werthe in die Gleichung 1 §. 600 für den durch die Bewegung des Poles in dem geschlossenen Leiter inducirten Integralstrom ein, so erhalten wir:

$$I = -\varepsilon\mu\lambda \int_{w_0}^{w_1} \left\{ \frac{dV}{d\xi}\, d\xi + \frac{dV}{d\eta}\, d\eta + \frac{dV}{d\zeta}\, d\zeta \right\}.$$

Der unter dem Integralzeichen stehende Werth ist ein vollständiges Differential. Bezeichnen wir seine Werthe für den Anfangs- und Endpunkt des Weges des Poles mit V_0 und V_1, so ist:

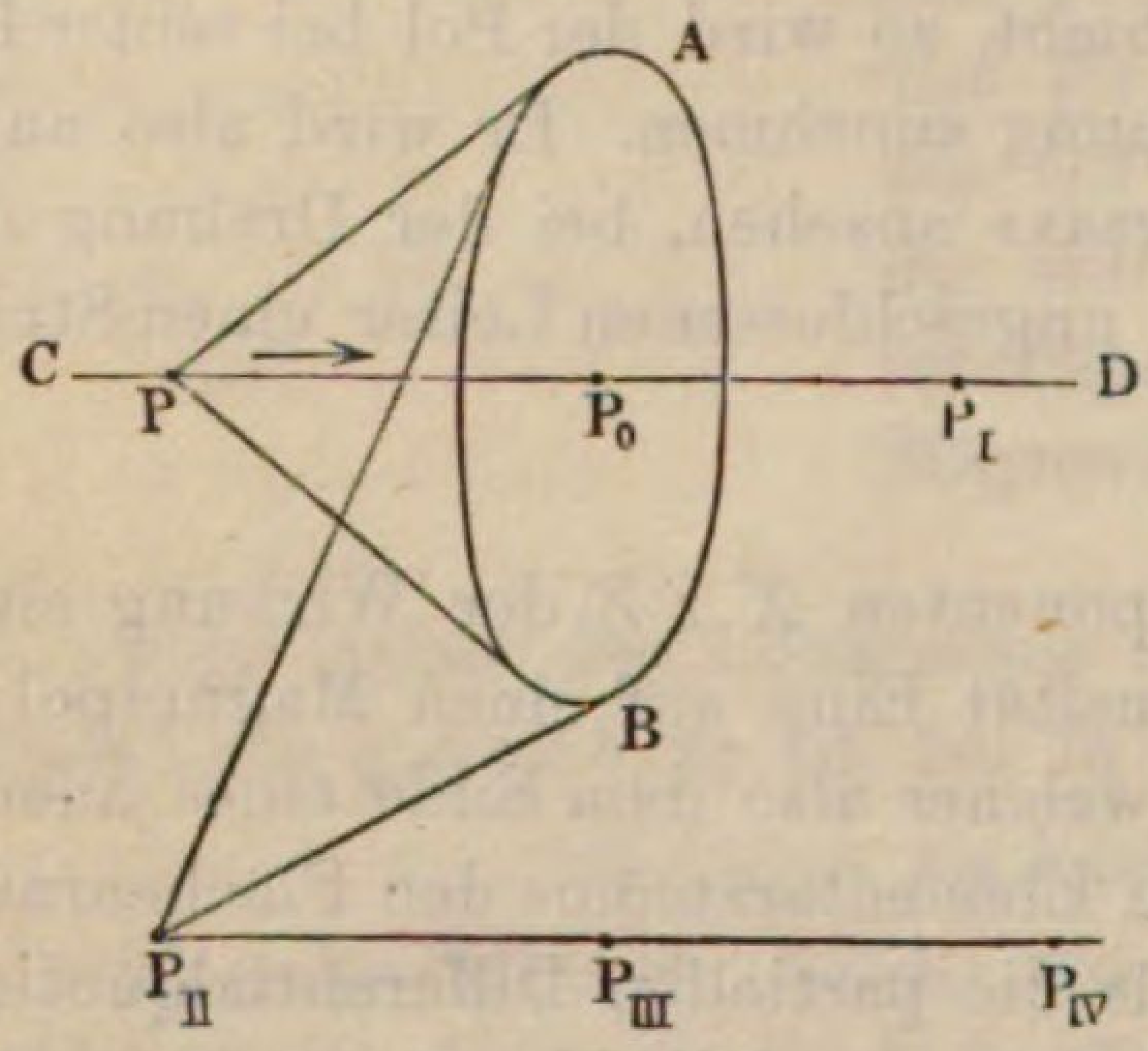
$$I = -\varepsilon\mu\lambda\,(V_1 - V_0).$$

Es ist also die in dem geschlossenen Leiter durch die Bewegung des Magnetpoles inducirte elektromotorische Kraft proportional dem Magne-

tismus des Poles und der Differenz der Potentialfunctionen des letzteren in Bezug auf den ersteren am Anfang und Ende der Bewegung.

604 Die Oeffnung des Kegels, dessen Spitze der Magnetpol, dessen Basis der geschlossene Strom ist, und welche vor und nach der Bewegung des ersteren die betreffenden Potentialfunctionen V_0 und V_1 darstellt, muss so bestimmt werden, dass wir unter Beibehaltung derselben Bewegungsrichtung des Poles auch eine gleichartige Aenderung der Kegelöffnung wahrnehmen. Nehmen wir der Einfachheit halber den geschlossenen Strom AB (Fig. 266) als eben an, und schreitet der Pol P auf der gegen AB verticalen Linie CD von P gegen einen innerhalb AB gelegenen Punkt P_0 vor, so wächst allmälig die Oeffnung des Kegels APB bis zu 2π und diese Zunahme dauert fort, wenn P über die Ebene von AB fortschreitet bis zu einem Punkte P_I, der die entsprechende Lage wie P hat. In diesem Punkt hat der Kegel eine durch den Werth $4\pi - APB$ dargestellte Oeffnung. Geht dagegen der Pol auf einer die Ebene AB ausserhalb des Stromkreises schneidenden Linie von P_{II} aus fort, so nimmt im Gegentheil die Kegelöffnung $AP_{II}B$ bis Null ab, wenn der Pol bis zu dem in der Ebene AB liegenden Punkt P_{III} gelangt, und wird negativ, bis sie in dem Punkt P_{IV}, welcher die der Lage P_{II} entsprechende Lage auf der anderen Seite der Stromesebene besitzt, den Werth $-AP_{II}B$ hat. Kehrt dann der Punkt ausserhalb AB nach P_{II} zurück, so wechselt die Kegelöffnung wieder das Zeichen und wird wiederum $AP_{II}B$. Schreitet daher der Pol ausserhalb AB von P zu einem Punkt auf der anderen Seite von AB fort und kehrt dann ausserhalb AB nach P zurück, so ist die Potentialfunction V_0 und V_1 am Anfang und Ende der Bewegung dieselbe, und die Intensität des gesammten bei dieser Bewegung inducirten Stromes gleich Null.

Fig. 266.



Geht dagegen der Pol durch das Innere von AB von P aus zu einem Punkt auf der anderen Seite, und kehrt dann ausserhalb AB nach P zurück, so erhält die Potentialfunction, deren Werth am Anfang der Bewegung $APB = V_0$ war, am Ende derselben den Werth:

$$V_1 = -(4\pi - V_0) = V_0 + 4\pi.$$

Der Inductionsstrom ist in diesem Falle:

$$I = -4\varepsilon\mu\lambda\pi.$$

Geht auf diese Weise der Pol p mal von der positiven zur negativen,

*n*mal von der negativen zur positiven Seite durch das Innere des geschlossenen Stromes hinüber, so ist der Inductionsstrom:

$$I = -4\,(n - p)\,\varepsilon\mu\lambda\pi.$$

Beschreibt also ein Magnetpol eine geschlossene Curve vor einem geschlossenen Stromkreise, so kann dadurch nur ein Integralstrom inducirt werden, wenn derselbe bei seiner Bewegung wenigstens einmal durch den inneren Raum des Stromkreises hindurchgeht, nicht aber, wenn er nur ausserhalb desselben seine geschlossene Bahn durchläuft.

Es ist von vornherein klar, dass die elektromotorische Kraft der In- 605
duction nur von der Aenderung der Potentialfunction V selbst abhängt, nicht aber von der Ursache dieser Aenderung. Wenn dieselbe daher durch ein anderes Mittel als durch die Bewegung des Magnetpoles oder, was dasselbe ist, durch die entgegengesetzte Bewegung des geschlossenen Leiters hervorgebracht wird, so ist die Induction dieselbe wie vorher. — Bleibt daher der Magnetpol in Ruhe, ändert sich aber sein Magnetismus, so wird auch hier die inducirende Wirkung auf den geschlossenen Leiter der Differenz der Potentialfunctionen des Magnetes in Bezug auf den Leiter vor und nach der Aenderung entsprechen. Entsteht plötzlich in der Nähe des Leiters ein Magnetpol, so wird die Aenderung der Potentialfunction dieselbe sein, als wenn der Magnetpol aus unendlicher Entfernung mit gleichbleibender Magnetisirung bis zu der betreffenden Stelle zu dem Leiter hinbewegt worden wäre.

Ist nicht ein einzelner Magnetpol gegeben, sondern ein ganzer Magnet, so kann man nach den in §. 226 und folgende entwickelten Grundsätzen seine Wirkung nach aussen immer darstellen, indem man sich auf seiner Oberfläche nördliches und südliches magnetisches Fluidum nach gewissen Gesetzen angeordnet denkt. — Es gelten dann die oben entwickelten Gesetze auch für einen solchen Magnet. Ist also $d\omega$ ein Element der Oberfläche des Magnetes, $\mu\, d\omega$ das ihm zukommende Fluidum, so wird die Intensität des durch den ganzen Magnet in dem geschlossenen Leiter inducirten Stromes:

$$I = -\varepsilon\lambda\Sigma\mu\,(V_1 - V_0)\,d\omega.$$

Den Werth $\Sigma\mu V d\omega$ bezeichnet Neumann mit dem Namen „Potential des Leiters in Bezug auf den ganzen Magnet oder des Magnetes in Bezug auf den Leiter“.

Wäre auch hier die Induction nur durch eine Aenderung des Magnetismus des ruhenden Magnetes erzeugt, dessen Oberflächenelement vor und nach derselben die freien Magnetismen $\mu\, d\omega$ und $\mu_1\, d\omega$ enthielte, so würde:

$$I = -\varepsilon\lambda\Sigma\,(\mu_1 - \mu)\,V_0\,d\omega$$

sein.

Mit Hülfe der eben entwickelten Ausdrücke können wir auch den 606
mathematischen Ausdruck für die Induction eines Stromes in einem ge-

schlossenen Leiter B durch die Annäherung eines geschlossenen Stromes A von der Intensität i berechnen. Zerlegen wir den letzteren in eine Anzahl kleiner Molekularströme vom Flächenraum $d\omega$, so kann jeder derselben durch einen kleinen, auf ihm verticalen Magnet vom Moment $\frac{1}{2}\, i\, d\omega$ ersetzt werden (§. 99). Es sei die Länge dieser kleinen Magnete δq, wo q das vom Coordinatenanfangspunkt auf die Ebene der kleinen Ströme gefällte Loth q bezeichnet, so ist das an den Polen der Magnete angehäufte Fluidum $\pm \frac{1}{2}\, i \frac{d\omega}{\delta q}$. Ist die Potentialfunction des einen Poles dieses Magnetes in Bezug auf den inducirten Stromkreis, welcher vom Strom Eins durchflossen gedacht wird, gleich $\frac{1}{2}\, i \frac{d\omega}{\delta q}\, V$, so wird, wenn man V als Function des Lothes q betrachtet, die Potentialfunction des zweiten Poles in Bezug auf den inducirten Kreis:

$$\frac{1}{2}\, i \frac{d\omega}{\delta q} \left(V + \frac{dV}{dq}\, \delta q \right)$$

Bei der Bewegung des geschlossenen Leiters muss die inducirende Wirkung beider Pole der Differenz dieser Potentialfunctionen entsprechen. Bezeichnen wir daher wie oben den Werth der Potentialfunction V am Anfang und Ende des Weges des geschlossenen Stromes A mit V_1 und V_0, so erhalten wir bei der Summation für alle Elemente $d\omega$ den Integralstrom:

$$I = \frac{1}{2}\, \varepsilon i \lambda \sum d\omega \frac{d\,(V_1 - V_0)}{dq}.$$

Die Grösse $\frac{1}{2}\, i \sum d\omega \frac{dV}{dq}$ bezeichnet man als das Potential des geschlossenen Leiters in Bezug auf den galvanischen Strom, wobei beide Leiter von Strömen von der Intensität Eins und i durchflossen gedacht werden.

Es ist also die in einem geschlossenen Leiter durch die Bewegung eines geschlossenen Stromes oder umgekehrt inducirte elektromotorische Kraft proportional der Differenz der Potentiale beider aufeinander am Anfang und am Ende der Bewegung. Der Weg selbst, auf dem diese Bewegung vor sich geht, ist hiernach wiederum gleichgültig, da es nur auf die Anfangs- und Endlage der beiden Leiter gegeneinander ankommt. — Mit Hülfe derselben Betrachtungen, welche wir oben bei der Induction eines Stromes in einem geschlossenen Leiter durch einen Magnet angestellt haben, ersehen wir unmittelbar, dass die in einem ruhenden geschlossenen Leiter durch das plötzliche Entstehen eines galvanischen Stromes in einem benachbarten ruhenden Leiter inducirte elektromotorische Kraft ebenso gross ist, wie wenn der inducirende Leiter bei constanter Durchleitung des Stromes aus unendlicher Entfernung dem inducirten Leiter genähert worden wäre. Wir setzen dabei immer voraus, dass der inducirende Strom nicht momentan, sondern mit einer im Verhältniss zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektricität geringen Geschwindigkeit sich herstellt.

Nach diesen Resultaten wird sich auch die Intensität der Extraströme berechnen lassen. Bezeichnet nämlich I die Intensität des primären Stromes, und ändert sich dieselbe in der Zeit dt um dI, ist ferner das Potential der inducirenden Spirale auf sich selbst, d. h. das Potential jeder Windung derselben auf jede Windung gleich P, so ist die in der Zeit dt inducirte elektromotorische Kraft des Extrastromes $\varepsilon P \frac{dI}{dt}$. Entsteht oder vergeht der inducirende Strom vollständig, so ist die gesammte elektromotorische Kraft des dabei inducirten Extrastromes gleich $\mp \varepsilon PI$, wo das negative Vorzeichen für den Schliessungs-, das positive für den Oeffnungsextrastrom gilt. — Aus den gegebenen Ausdrücken lässt sich bei bekanntem Widerstand des Schliessungskreises des Extrastromes seine Intensität in jedem Moment seines Verlaufes berechnen. 607

Eine genauere Untersuchung der Induction von Strömen in geschlossenen Leitern durch geschlossene und vom Strom durchflossene Leiter muss auch über die Inductionserscheinungen Aufschluss geben, welche statthaben, wenn die Gestalt der letzteren sich in irgend einer Art ändert. Dies ergeben die folgenden Rechnungen: 608

Ein einzelnes Element Ds des inducirten Leiters lege in der Richtung o in der Zeit dt den Weg do zurück. Dann ist die elektrodynamische Wirkung des Elementes $D\sigma$ des inducirenden Leiters auf dasselbe, wenn beide vom Strom Eins durchflossen gedacht werden und sich im Abstand r von einander befinden (§. 21):

$$\frac{Ds\,D\sigma}{r^2}\left\{r\frac{d^2r}{ds\,d\sigma}-\frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\sigma}\right\}$$

Um die Wirkung in der Richtung der Bewegung o zu erhalten, ist dieser Ausdruck noch mit $\frac{dr}{do}$ zu multipliciren. Da nun die Geschwindigkeit der Bewegung $\frac{do}{dt}$ ist, so beträgt nach dem Lenz'schen Satz der Integralstrom, welcher in dem Leiter s inducirt wird:

$$I=-\varepsilon\int dt\,\lambda i\,S\sum\frac{Ds\,D\sigma}{r^2}$$

$$\times\left\{r\frac{d^2r}{ds\,d\sigma}-\frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\sigma}\right\}\frac{dr}{do}\cdot\frac{do}{dt}=\int dt\,\lambda i\,\frac{dE}{dt}\;.\;.\;.\;.\;.\;(1)$$

wo S und $\sum$ die Integrationen nach Ds und $D\sigma$ anzeigen und:

$$E=-\varepsilon\int S\sum dt\frac{Ds\,D\sigma}{r^2}\left\{r\frac{d^2r}{ds\,d\sigma}-\frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\sigma}\right\}\frac{dr}{do}\frac{do}{dt}\;.\;.\;.\;.\;(2)$$

$$=-\varepsilon\int S\sum do\,\frac{Ds\,D\sigma}{r^2}\left\{r\frac{d^2r}{ds\,d\sigma}-\frac{1}{2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\sigma}\right\}\frac{dr}{do}\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;(3)$$

ist. Der Werth E stellt die elektromotorische Kraft dar, welche durch den

vom Strom Eins durchflossenen inducirenden Leiter in der Zeit dt in dem inducirten Leiter inducirt wird. — Sind λ und i constant, so wird auch $I = \lambda i E$.

Nach der partiellen Integration des ersten Gliedes rechts nach s wird das Glied des dabei erhaltenen Ausdruckes, welches die Form $\frac{1}{r}\frac{dr}{d\sigma}\frac{d^2 r}{do\,ds}$ hat, partiell nach o und nach dieser Integration das in dem Integral enthaltene Glied $\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{d^2 r}{do\,d\sigma}$ partiell nach σ integrirt. Man erhält dann einen Ausdruck von vier Gliedern, dessen letztes Glied dem negativen Werth von E in Gleichung (2) gleich ist. Addirt man zu demselben den Werth E, so erhält man:

$$E = -\frac{1}{2}\varepsilon\int \Sigma\, do\, Ds\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{do}\frac{dr}{d\sigma}\right]_{s_1}^{s_{11}} + \frac{1}{2}\varepsilon\Sigma S\, D\sigma\, Ds\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{d\sigma}\right]_{o_1}^{o_{11}}$$

$$-\frac{1}{2}\varepsilon\int S\, do\, Ds\left[\frac{1}{r}\frac{dr}{do}\frac{dr}{ds}\right]_{\sigma_1}^{\sigma_{11}}$$

Die an den Klammern stehenden Werthe bezeichnen die Grenzen der jedesmaligen Integration. Da nun der inducirende Leiter stets eine geschlossene Bahn hat, so ist $\sigma_{I} = \sigma_{II}$ und das letzte Integral fällt fort.

Der so erhaltene Ausdruck zeigt, dass die inducirte elektromotorische Kraft durchaus unabhängig ist von den Wegen der einzelnen Elemente des bewegten Leiters, also von den Aenderungen seiner Gestalt während der Bewegung, sondern nur von den Bahnen, welche seine Endpunkte beschreiben, und den Formen, die er am Anfang und Ende seiner Bewegung annimmt. Ist die Peripherie des durch jene beiden Formen und Bahnen begrenzten Viereckes gleich p, so wird die Summe der beiden ersten Integrale, also:

$$E = \frac{1}{2}\varepsilon S\Sigma\frac{D\sigma\, Dp}{r}\frac{dr}{d\sigma}\frac{dr}{dp}.$$

Setzt man $\frac{1}{r}\frac{dr}{dp} = \frac{1}{2r^2}\frac{d(r^2)}{dp}$ und integrirt partiell nach σ, so fällt das erste Glied des Integrales fort, da σ eine geschlossene Curve bildet, und es bleibt:

$$E = \frac{1}{4}\varepsilon S\Sigma\frac{1}{r}\frac{d^2(r^2)}{d\sigma\, dp}D\sigma\, Dp.$$

Differenzirt man den Ausdruck:

$$r^2 = (x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2$$

wo $x\ y\ z$ die Coordinaten von Ds, ξ, η, ζ die von $D\sigma$ sind, nach σ und p, so ergiebt sich:

$$\frac{d^2(r^2)}{d\sigma\, dp} = -2\,\frac{dx\, d\xi + dy\, d\eta + dz\, d\zeta}{d\sigma\, dp} = -2\cos(D\sigma, Dp)$$

wo $(D\sigma, Dp)$ den Winkel zwischen den beiden Elementen $D\sigma$ und Dp bezeichnet. Dann ist:

$$E = -\frac{1}{2}\,\varepsilon S \Sigma\,\frac{D\sigma\, Dp}{r}\cos(D\sigma, Dp).$$

Der Werth $-\frac{1}{2}\, S \sum \frac{Ds\, Dp}{r}\cos(Ds, Dp)$ stellt aber das Potential zweier geschlossener Stromeskreise aufeinander dar, deren Elemente $D\sigma$ und Dp sind, und die von den Strömen Eins durchflossen sind[1]).

[1]) Dies ergiebt sich aus folgender Betrachtung:

Bezeichnen wir die Coordinaten eines Elementes ds mit x, y, z, die eines Elementes ds_1 eines geschlossenen Stromes mit $x_1\, y_1\, z_1$, den Abstand der Elemente mit r, so ist:

$$r^2 = (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2$$

und die partiellen Differentialquotienten von $\frac{1}{r}$ nach x_1, y_1, z_1 oder x, y, z:

$$\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx}\right) = -\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right) = \frac{x_1 - x}{r^3};\quad \left(\frac{d\frac{1}{r}}{dy}\right) = -\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dy_1}\right) = \frac{y_1 - y}{r^3};$$

$$\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dz}\right) = -\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dz_1}\right) = \frac{z_1 - z}{r^3}.$$

Werden diese Werthe in die Ausdrücke §. 24 Nr. 4 und 5 für die Determinanten ABC eingeführt, und die $\cos\lambda$, $\cos\mu$, $\cos\nu$ durch $\frac{dx}{ds}, \frac{dy}{ds}, \frac{dz}{ds}$ ersetzt, so erhält man die (X) Componente der Wirkung des geschlossenen Stromes auf das Element ds:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i i_1 \int \left\{ \left[\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dz_1}\right) dx_1 - \left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right) dz_1\right] dz - \left[\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right) dy_1 - \left(\frac{d\frac{1}{r}}{dy_1}\right) dx_1\right] dy \right\}$$

Addirt man zu diesen Ausdrücken $\mp \frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\, dx\, dx_1$, so erhält man:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i i_1 \int \left\{ \left[\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right) dx + \left(\frac{d\frac{1}{r}}{dy_1}\right) dy + \left(\frac{d\frac{1}{r}}{dz_1}\right) dz\right] dx_1 - (dx\, dx_1 + dy\, dy_1 + dz\, dz_1)\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right)\right\}$$

Gehört ds einem längeren Leiter an, für dessen Endpunkte die Werthe r in r_0 und r_1 übergehen, so erhält man bei der Ausführung der Integration innerhalb dieser Grenzen, wenn man für die Werthe $\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx_1}\right)\ldots$ Die Werthe $-\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx}\right)\ldots$ setzt:

$$(X) = -\frac{1}{2}\, i i_1 \int \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0}\right) dx_1 + \frac{1}{2}\, i i_1 \iint \frac{x_1 - x}{r^3}(dx\, dx_1 + dy\, dy_1 + dz\, dz_1)$$

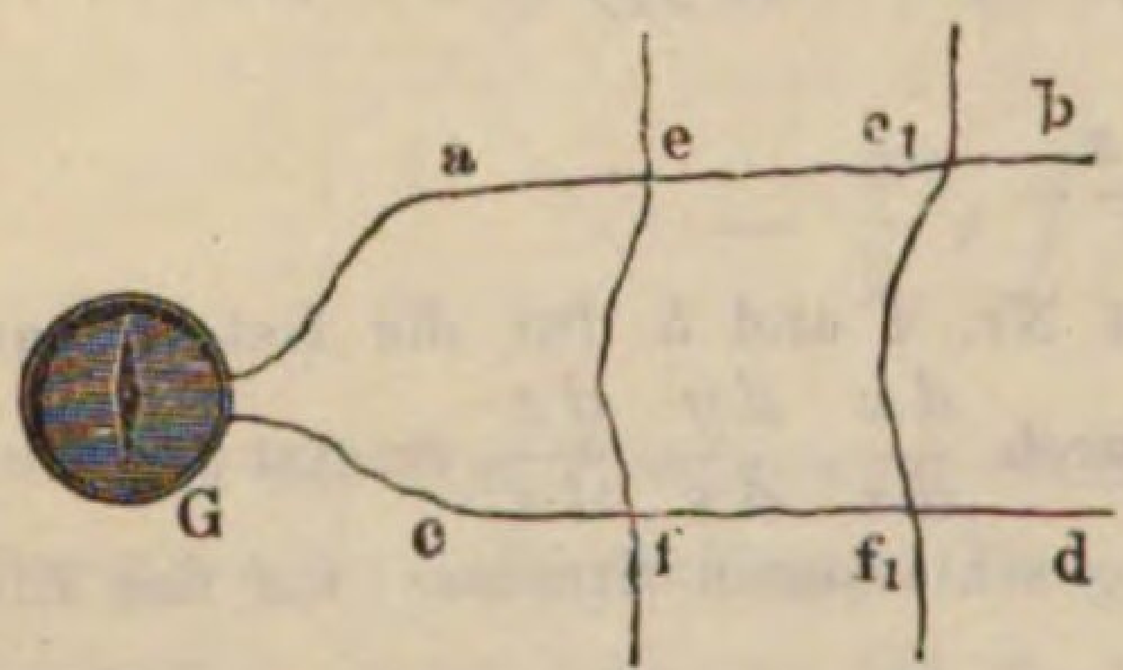
Gehört ds einem in sich geschlossenen Strom an, so fällt das erste Glied fort, da dann $r_0 = r_1$ wird. Dann entspricht der Werth unter dem Integralzeichen der Componente $\overline{X}$ der Wirkung von ds auf ds_1. Multiplicirt und dividirt man diesen Werth mit $ds\, ds_1$, so ist $\frac{dx}{ds}\frac{dx_1}{ds_1} + \frac{dy}{ds}\frac{dy_1}{ds_1} + \frac{dz}{ds}\frac{dz_1}{ds_1} = \cos(ds, ds_1)$, wo

Es ist also die in einem bewegten Leiter durch einen geschlossenen Stromkreis inducirte elektromotorische Kraft E gleich dem mit der Constanten ε multiplicirten Potential desselben auf den Umfang des von dem bewegten Leiter in seiner Anfangs- und Endlage und den Bahnen seiner Endpunkte begrenzten Curvenviereckes, wenn letzteres sowie der geschlossene Leiter von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen gedacht wird.

Dasselbe Gesetz würde sich ergeben, wenn die Induction nicht durch einen geschlossenen Strom, sondern durch einen Magnet hervorgerufen wäre.

Da nun die Bahn des inducirten Stromes immer geschlossen sein muss, so ist, wenn nur ein Theil desselben bewegt wird, diese Bewegung nur möglich, wenn die Bahnen seiner Endpunkte in den ruhenden Theil des inducirten Kreises fallen, so z. B., wenn derselbe aus zwei mit dem Galvanometer G, Fig. 267, verbundenen Dräthen ab und cd besteht, auf denen der Drath ef sich aus der Lage ef in die Lage e_1f_1 so verschiebt, dass die Länge seines zwischen ab und cd gelegenen Stückes sich nicht ändert.

Fig. 267.



In diesem Fall ist das erwähnte Curvenviereck durch efe_1f_1 dargestellt, und der Werth E ist gleich der mit ε multiplicirten Differenz der Potentiale des geschlossenen Stromkreises auf die ganze Bahncurve des inducirten Kreises in seinem Anfangs- und Endzustande, während beide vom Strom Eins durchflossen gedacht werden.

Werden diese Potentiale mit $P\,(\sigma_I s_I)$ und $P\,(\sigma s)$ bezeichnet, so ist mithin:

$$E = \varepsilon\,[P\,(\sigma_I s_I) - P\,(\sigma s)].$$

Ist die Intensität des inducirenden Stromes constant gleich i, so ist dieser Ausdruck mit i zu multipliciren, um die inducirte elektromotorische Kraft zu erhalten.

609 Ganz denselben Ausdruck giebt auch die inducirte elektromotorische Kraft an, wenn bei der Bewegung des Drathes ef auf den Dräthen ab und

(ds, ds_1) den Winkel bezeichnet, den die Richtungen beider Elemente im Raume mit einander machen. Bildet man die analogen Ausdrücke für die Componenten $(\overline{Y})$ und $(\overline{Z})$ der Wirkungen der Elemente ds und ds_I der geschlossenen Ströme aufeinander, so erhält man die Resultante derselben:

$$(\overline{R}) = \sqrt{(\overline{X})^2 + (\overline{Y})^2 + (\overline{Z})^2} = \frac{1}{2r^2}\,i i_1 \cos\,(ds, ds_I)\,ds\,ds_I.$$

Die Wirkung zweier Elemente ds und ds_1 der beiden geschlossenen Ströme aufeinander ist also umgekehrt proportional dem Quadrat ihrer Entfernung und direct proportional dem Cosinus ihrer Neigung gegeneinander. Das Potential der geschlossenen Kreise ergiebt sich also wie oben.

cd an den „Gleitstellen" *e* und *f* neue Elemente des bewegten Leiters in den Kreis der inducirten Stromesbahn ein- oder aus derselben austreten, also die Länge des zwischen *ab* und *cd* befindlichen Stückes des Leiters *ef* sich ändert. — Bleibt die Länge *ef* bis zu einem bestimmten Zeitpunkt seiner Bewegung constant, z. B. bis *ef* in *e' f'* (Fig. 268) angelangt ist, und ändert sich dann um ein Bestimmtes, indem die Leiter *ab* und *cd* divergiren, so dass jetzt die Länge des Leiterstückes *e'' f''* ist, in der es sich bis *e''' f'''* bewegt; so wird die in beiden Zeiträumen der Bewegung inducirte elek-

Fig. 268.

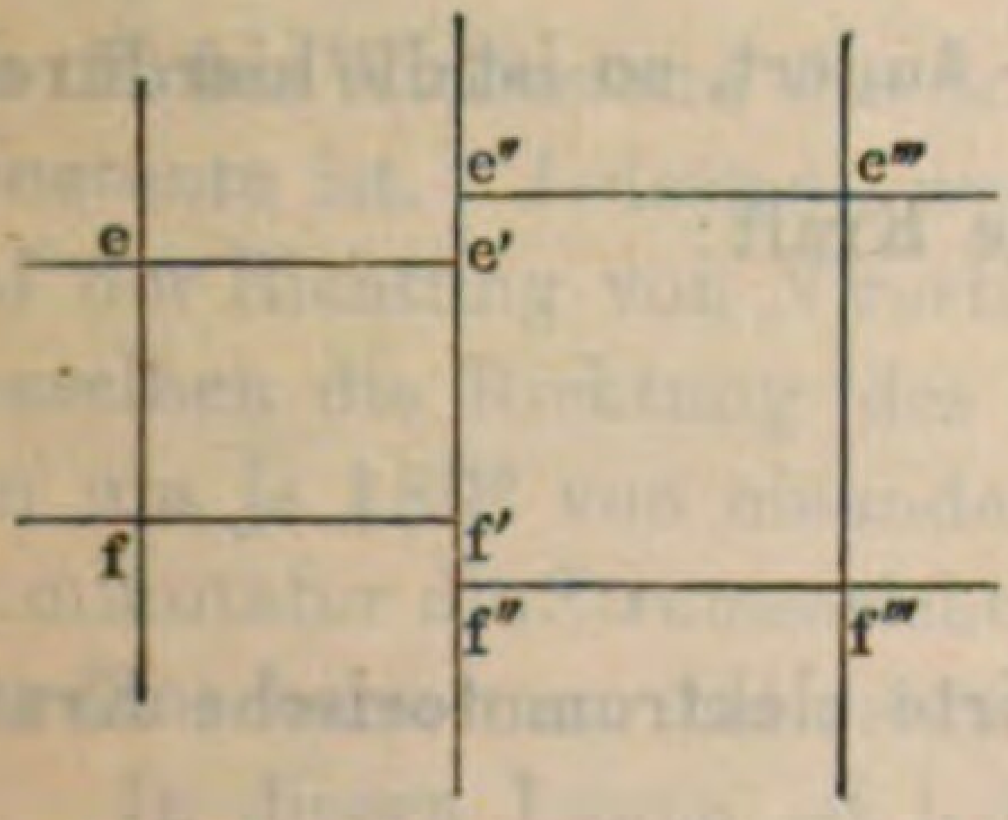
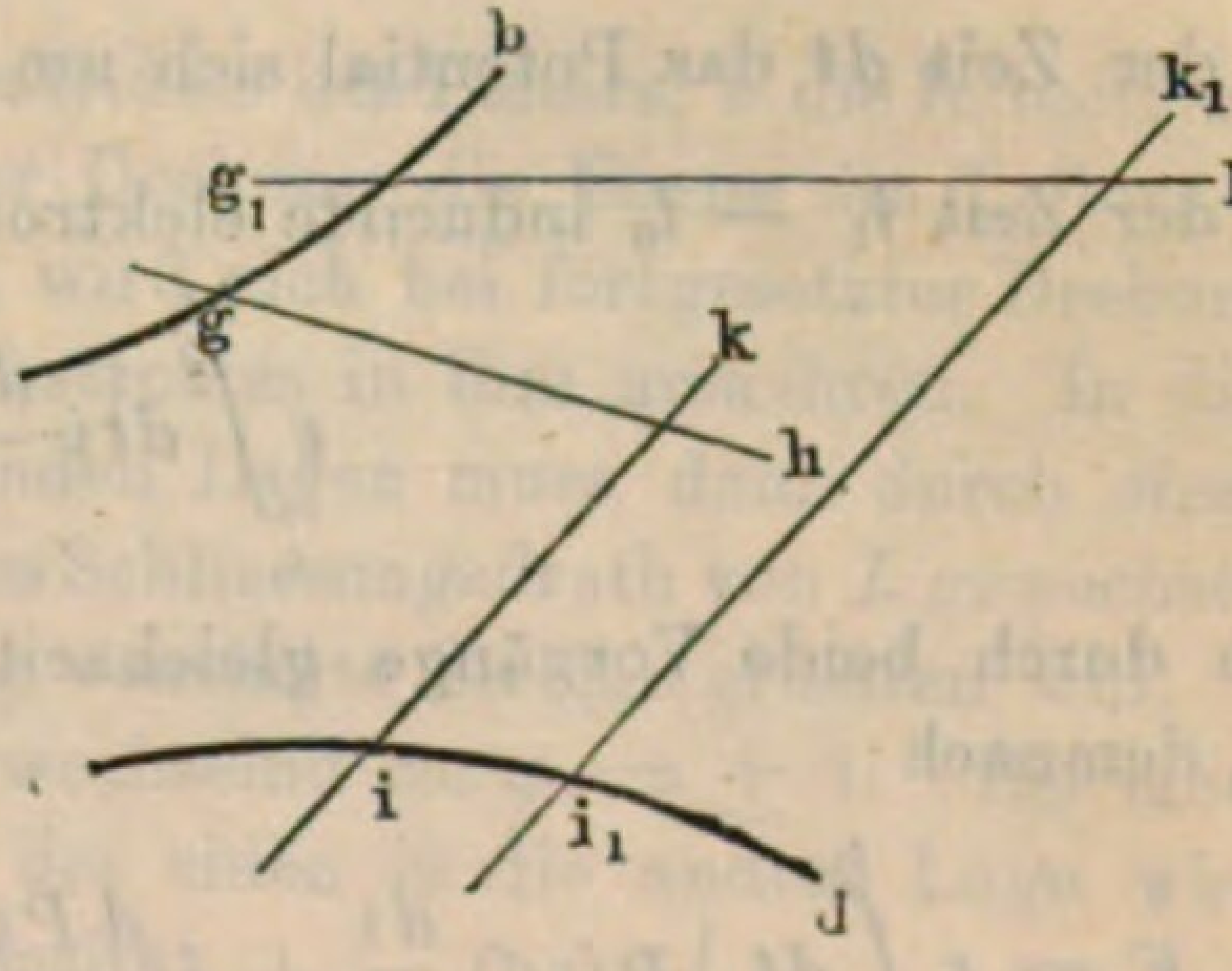


Fig. 269.



tromotorische Kraft dem Potential des inducirenden Stromes auf die Curvenvierecke *ef e'f'* und *e'' f'' e''' f'''* entsprechen, d. i. wie oben der Differenz der Potentiale des inducirenden Stromes auf den inducirten Stromkreis in seinem Anfangs- und Endzustande.

Ganz dasselbe Gesetz gilt auch, wenn der Ein- und Austritt neuer Elemente in die Bahn des inducirten Kreises nicht nur dadurch geschieht, dass das Leiterstück *ef* auf den divergirenden Unterlagen fortgleitet, sondern z. B. wenn auch diese selbst dabei eine Bewegung zu- oder von einander haben, oder wenn man auf die Dräthe *ab* und *cd* (Fig. 269) zwei Dräthe *gh* und *ik* legte, und beide in die Lagen $g_1 h_1$ und $i_1 k_1$ überführte.

Auch wenn der inducirte Kreis verzweigt ist, gilt dasselbe Gesetz, indem wir dann denselben in eine Anzahl geschlossener Umgänge zerlegen können, in welchen bei der Bewegung des einen, dieselben begrenzenden Leiterstückes die Induction ganz in gleicher Weise geschieht, wie in einer einfachen unverzweigten Bahn.

Bleibt der Kreis des inducirten Stromes unverändert, während ein Theil des inducirenden Stromkreises sich bewegt, so gelten völlig dieselben Gesetze; ebenso auch, wenn Theile beider Kreise sich bewegen, da es nur auf die relative Bewegung der Theile derselben ankommt. Nur muss, wenn dabei die Länge des inducirenden Kreises sich ändert, die Intensität des Stromes in demselben constant erhalten werden. — Bei der Induction durch verzweigte inducirende Kreise muss diese Constanz in allen einzelnen Umgängen derselben bestehen. **610**

611 Aendert sich die Intensität i des inducirenden Stromes, während die Elemente der beiden aufeinander wirkenden Stromkreise ruhen, in der Zeit dt um di, so ist die dadurch in der Zeit $t_1 - t_0$ erzeugte elektromotorische Kraft der Induction, wenn $P(s\sigma)$ das Potential der vom Strom Eins durchflossenen Stromkreise bezeichnet, gleich:

$$\varepsilon \int_{t_0}^{t_1} dt\, P(s\sigma) \frac{di}{dt}.$$

Findet zugleich noch eine Bewegung der Leiterstücke statt, so dass in der Zeit dt das Potential sich um $\frac{dP(s\sigma)}{dt}$ ändert, so ist die hierdurch in der Zeit $t_1 - t_0$ inducirte elektromotorische Kraft:

$$\varepsilon \int_{t_0}^{t_1} dt i \frac{dP(s\sigma)}{dt}$$

die durch beide Vorgänge gleichzeitig inducirte elektromotorische Kraft ist demnach:

$$F = \varepsilon \int_{t_0}^{t_1} dt \left\{ P(s\sigma) \frac{di}{ds} + i \frac{dP(s\sigma)}{dt} \right\} = \varepsilon \left\{ i_1 P_1(s\sigma) - i_0 P_0(s\sigma) \right\}$$

wo i_1 und i_0, P_1 und P_0 die Werthe der Intensitäten und Potentiale zu den Zeiten t_0 und t_1 angeben, wenn der inducirte und inducirende Leiter vom Strom Eins durchflossen gedacht wird. Es ist demnach ganz allgemein:

Die bei irgend einer Veränderung der Intensität des inducirenden Stromes oder der relativen Lage und Gestalt des inducirenden oder inducirten Stromkreises in letzterem inducirte elektromotorische Kraft gleich der mit der Constanten ε multiplicirten Differenz der Potentiale beider Kreise aufeinander in ihrem Anfangs- und Endzustande, wenn der eine von einem Strom von der jedesmaligen Intensität i_1 oder i_0, der andere von einem Strom von der Intensität Eins durchströmt gedacht wird.

612 Als Beispiele der Anwendung der angeführten Sätze wollen wir mit Neumann einige experimentell interessante Inductionsphänomene mit Hülfe derselben betrachten.

Rotirt ein ebener geschlossener Leiter L, der den Flächenraum F umschliesst, um eine beliebige Drehungsaxe unter Einfluss des Erdmagnetismus, dessen Grösse wir mit M bezeichnen, und ist die auf der Drehungsaxe des Leiters verticale Componente desselben gleich N, so können wir annehmen, die Kraft N gehe von einem in der weiten Entfernung r befindlichen Pol P aus, welcher auf dem in der Richtung von N auf der Drehungsaxe errichteten Loth läge. Bildet in den verschiedenen Lagen des Leiters L

ein auf seiner Ebene errichtetes Loth mit N den Winkel φ, so wird die Oeffnung des durch P als Spitze und L als Basis gelegten Kegels durch den Werth $\frac{1}{r^2} F \cos\varphi$ dargestellt. Ist der Magnetismus von P gleich μ, so ist $\frac{\mu}{r^2} = N$; ist also in zwei Lagen des Leiters der Werth φ gleich φ_0 und φ_1, so wird bei der Drehung aus der ersten in die zweite Lage im Leiter ein Strom inducirt von der Intensität

$$I = \frac{\varepsilon N F}{R} (\cos\varphi_1 - \cos\varphi_0),$$

wo R der Widerstand des Schliessungskreises des Leiters, ε die Inductionsconstante ist. Jedesmal, wenn bei der Drehung die Ebene des Leiters L auf der Richtung von N vertical steht, wird sich bei fortgesetzter Drehung desselben die Richtung des Inductionsstromes in ihm umkehren. In diesen um je 180° von einander abstehenden Lagen muss dann durch einen Commutator die Stromesrichtung in dem Schliessungsdrath von L gewechselt werden, wenn man bei seiner Drehung constante Ströme erhalten will.

In diesen Lagen ist jedesmal abwechselnd $\cos\varphi = \pm 1$. Bei einer halben Umdrehung des Leiters aus der einen in die andere Lage wird also ein Inductionsstrom von der Intensität

$$I = 2 \frac{\varepsilon N}{R} F$$

inducirt werden.

Liegt die Drehungsaxe des Leiters horizontal und steht vertical auf dem magnetischen Meridian, so ist $N = M$, also in diesem Falle

$$I_I = 2 \frac{\varepsilon M}{R} F.$$

Fällt die horizontale Drehungsaxe in den magnetischen Meridian, so ist $N = M \sin i$, wo i der Inclinationswinkel ist, also:

$$I_{II} = 2 \frac{\varepsilon M F}{R} \sin i.$$

Ist die Drehungsaxe vertical, so ist $N = M \cos i$, also

$$I_{III} = 2 \frac{\varepsilon M F}{R} \cos i$$

(vergl. §. 579).

Wird dagegen der Leiter von der Stellung aus, in welcher seine Axe mit der Richtung des Erdmagnetismus einen Winkel von 90° macht, um 180° gedreht, so ist in beiden Lagen $\cos\varphi_1 = \cos\varphi_0 = 0$. Man erhält also keinen Inductionsstrom.

Wir wollen ferner die Induction berechnen, welche in einem kreis- 613
förmigen Leiter vom Radius r, z. B. einem Drathkreise, erzeugt wird, wenn sich ein Magnet von der Länge l in der Richtung der Axe des Leiters fortbewegt. Der Abstand des dem Leiter zunächst liegenden Poles N des Magnetes von dem Mittelpunkt desselben sei x, das magnetische Mo-

ment des Magnetes sei $l\,m$, so sind die Kegelöffnungen der durch seine Pole als Spitze und den Drathkreis als Basis gelegten Kegel gleich

$$2\pi\left(1-\frac{x}{\sqrt{r^2+r^2}}\right) \text{ und } 2\pi\left(1-\frac{x+l}{\sqrt{(x+l)^2+r^2}}\right),$$

oder, wenn die Winkel zwischen der Axe des Leiters und den von den Polen zu der Peripherie desselben gezogenen Linien mit ψ und φ bezeichnet werden, $2\pi(1-\cos\psi)$ und $2\pi(1-\cos\varphi)$.

Wird nun der Magnet aus einer bestimmten Entfernung zu dem Leiter parallel seiner Axe hinbewegt, und ist am Anfang und Ende der Bewegung der Werth x gleich x_0 und x_1, und sind die entsprechenden Werthe von φ und ψ gleich φ_0 und φ_1, ψ_0 und ψ_1, so stellen obige Werthe der Kegelöffnungen bei Einführung dieser Grössen die Potentialfunctionen V_0 und V_1 des Leiters in Bezug auf die beiden Magnetpole dar. Ist der umgekehrte Werth des Widerstandes des Schliessungskreises des Leiters gleich λ, so ist die Intensität des Inductionsstromes

$$I = -2\,\varepsilon\lambda m\pi\,[(\cos\varphi_1 - \cos\varphi_0) - (\cos\psi_1 - \cos\psi_0)].$$

Wird der Magnet aus unendlicher Entfernung bis zu der ersten Lage dem Leiter genähert, oder, was auf dasselbe herauskommt, entsteht derselbe in dieser Lage, so ist $\cos\varphi_0 = \cos\psi_0 = 1$, also dann

$$I = -2\,\varepsilon\lambda m\pi\,(\cos\varphi_1 - \cos\psi_1).$$

Schneidet die Ebene des Leiters die Axe des Magnetes in der Mitte, so ist dieser Werth ein Maximum. Dann ist $\cos\varphi_1 = -\cos\psi_1$, also nun

$$I = -4\,\varepsilon\lambda\,m\pi\cos\varphi_1 = -\frac{4\,\varepsilon\lambda m\pi l}{\sqrt{l^2+4r^2}}.$$

Ist der Durchmesser $2r$ des Leiters klein gegen l, so verwandelt sich dieser Ausdruck in

$$I = -4\,\varepsilon\lambda m\pi.$$

Es ist dann I von dem Durchmesser des Leiters und der Länge des Magnetes unabhängig.

Ein ähnliches Resultat, welches ganz mit dem von Lenz (§. 265) erhaltenen übereinstimmt, erhält man bei Ersetzung des einen Drathkreises durch eine Spirale, deren Durchmesser gegen ihren Abstand von den Enden des inducirenden Magnetes klein ist. Auch hier ist dann die inducirte elektromotorische Kraft von der Weite der Drathwindungen der Spirale auf dem Magnete unabhängig.

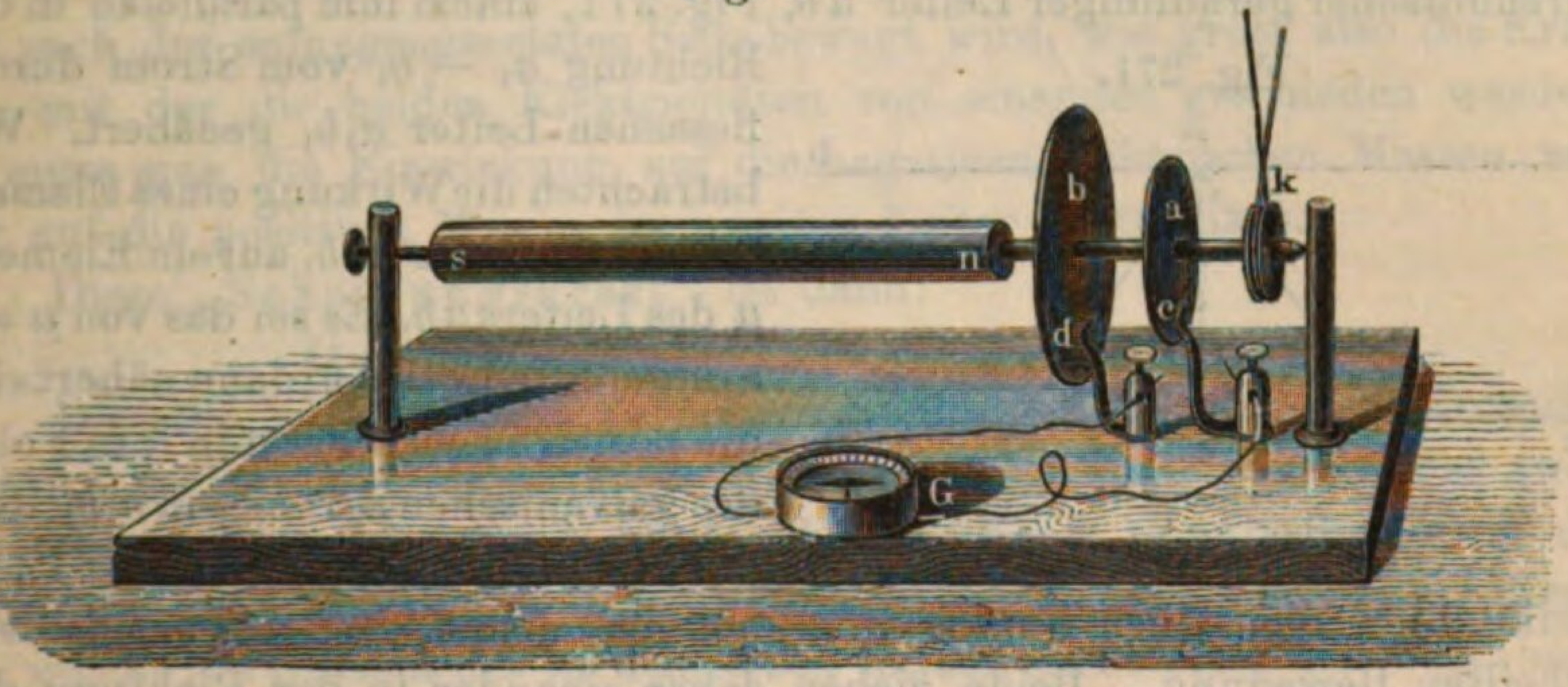
614 Wir wollen ferner die bei der unipolaren Induction inducirte elektromotorische Kraft berechnen. Es sei NS, Fig. 270, der um seine Axe rotirende Magnet, auf dessen Axe zwei kreisförmige Metallscheiben a und b vom Radius r und $r_{\prime}$ aufgesetzt sind, gegen deren Rand die Federn c und d schleifen. Der Abstand der Scheiben a und b von dem Pole n des Magnetes sei x und $x_{\prime}$, die Länge des Magnetes l, sein Moment μl. Bezeichnen wir die Winkel zwischen der Axe des Magnetes und den von seinen Polen

nach den Peripherien der von den Federn c und d bei der Drehung auf a und b gezogenen Kreise mit φ_I, φ_{II}, ψ_I, ψ_{II}, so ergiebt sich unmittelbar nach §. 601 die Intensität des bei einer Umdrehung des Magnetes inducirten Stromes:

$$I = 2\pi\varepsilon\mu\lambda\ [(\cos\varphi_I - \cos\psi_I) - (\cos\varphi_{II} - \cos\psi_{II})]$$

Dasselbe Resultat hätten wir mit Hülfe des §. 608 erwähnten Satzes erhalten, wenn wir uns den Magnetpol ruhend und statt seiner das Leiterstück

Fig. 270.



cgd rotirend dächten. Das von dem inducirten Stromkreise bei einer Umdrehung umschlossene Viereck wird dann durch die Peripherien der von c und d auf a und b gezogenen Kreise dargestellt, welche wir uns in entgegengesetzter Richtung von dem Strome von der Intensität Eins umflossen denken. Die inducirte elektromotorische Kraft entspricht also der Differenz der mit $\mu\varepsilon$ multiplicirten Potentialfunctionen der Magnetpole auf beide Peripherien, welche, wie im vorigen Paragraph, sich durch $2\pi(1 - \cos\varphi_I)$, $2\pi(1 - \cos\psi_I)$ $2\pi(1 - \cos\varphi_{II})$ und $2\pi(1 - \cos\psi_{II})$ darstellen. Wir erhalten bei der Subtraction dieser Werthe von einander und Multiplication mit der Leitungsfähigkeit λ des inducirten Kreises den obigen Ausdruck.

Liegt das eine Ende des Leiters, z. B. c, in der Rotationsaxe, so ist $\varphi_{II} = \psi_{II} = 0$, also

$$I = 2\pi\varepsilon\lambda\mu\ (\cos\varphi_I - \cos\psi_I) = 2\pi\varepsilon\lambda\mu \left\{\frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2}} - \frac{l + x}{\sqrt{r^2 + (l + x)^2}}\right\}.$$

Liegt die Metallscheibe b zwischen den Magnetpolen, so ist x negativ. Das Maximum der Stromintensität erhält man, wenn $x = -\frac{1}{2}l$, also die Scheibe in der Mitte des Magnetes liegt. Dann ist

$$I = -\frac{4\varepsilon\lambda\mu\pi l}{\sqrt{4r^2 + l^2}}.$$

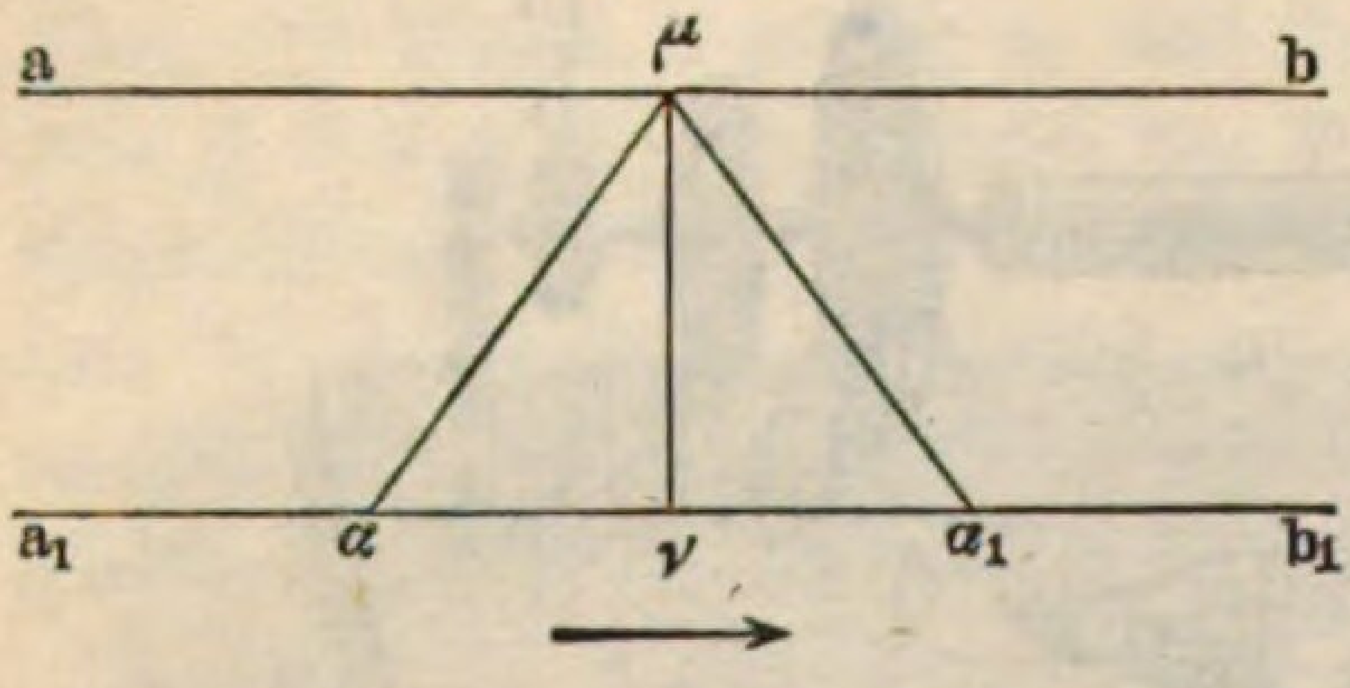
Durch die Rechnungen von **Neumann** sind die verschiedenen Erscheinungen der Induction auf die experimentellen Grundgesetze zurückgeführt worden, ohne dass dabei eine besondere Voraussetzung in Bezug auf das Wesen der galvanischen Strömung gemacht worden ist. — Um 615

dagegen die Inductionsphänomene von der Wechselwirkung der in dem inducirenden Leiter sich bewegenden, in dem inducirten Leiter ruhenden elektrischen Massen abzuleiten, kann man in ähnlicher Weise verfahren, wie dies §. 42 u. folgde. bei der analogen Ableitung der elektrodynamischen Erscheinungen geschehen ist.

Zunächst hat Fechner gezeigt, wie etwa diese Ableitung ausgeführt werden könne.

Um einen einfachen Fall zu betrachten, werde ein nicht vom Strome durchflossener geradliniger Leiter ab, Fig. 271, einem ihm parallelen in der Richtung $a_1 - b_1$ vom Strom durchflossenen Leiter $a_1 b_1$ genähert. Wir betrachten die Wirkung eines Elementes α des Leiters $a_1 b_1$ auf ein Element μ des Leiters ab. Es sei das von μ auf $a_1 b_1$ gefällte Loth $\mu\nu$; dann nähert sich die positive Elektricität in α in Folge des galvanischen Stromes in $a_1 b_1$ dem Punkte ν; ebenso die positive Elektricität in μ demselben Punkte in Folge der dem Leiter ab mechanisch ertheilten Bewegung. Beide ziehen daher einander in der Richtung der Linie $\alpha\mu$ an. Diese Anziehung kann man nach den Richtungen $\mu\nu$ und μa zerlegen. In einem ebenso weit von ν auf der Seite von b_1 gelegenen Element α_1 des Stromleiters $a_1 b_1$ entfernt sich dagegen die positive Elektricität von ν, und sie übt daher in der Richtung $\mu\alpha_1$ eine Abstossung auf die positive Elektricität in μ aus, welche sich wiederum in eine Componente in der Richtung μa und eine zweite in der Richtung $\mu\nu$ zerlegen lässt. Die beiden aus der Wirkung von α und α_1 auf μ entstandenen Componenten in der Richtung $\mu\nu$ heben sich gerade auf; die in der Richtung μa addiren sich, wodurch also eine Strömung von positiver Elektricität in der Richtung μa bewirkt wird. Analog würde die negative Elektricität in μ nach b hinbewegt. — Alle anderen Elemente von $a_1 b_1$ wirken ebenso wie α und α_1 auf μ und die übrigen Elemente von ab, und so entsteht in ab ein Inductionsstrom in der Richtung von b nach a.

Fig. 271.



Analog liessen sich die übrigen Inductionserscheinungen erklären.

616 Vollständiger und auf schärfer ausgesprochene Principien begründet ist die von W. Weber[2]) gegebene Ableitung des Inductionsgesetzes.

Das von Weber aufgestellte allgemeine Gesetz der Anziehung elektrischer Massen (§. 42 u. folgde.) giebt die Einwirkung W der Massen e und e_1, welche sich in den Leitern AB und A_1B_1 durch die Elemente ds und ds_1 bewegen, deren Abstand gleich r ist:

$$W = \frac{e e_1 ds ds_1}{r^2}\left[1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8}\, r\, \frac{d^2 r}{dt^2}\right].$$

[1]) Fechner, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 337. 1846.* — [2]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. I, S. 126. 1846.*

Addirt man die Anziehungen und Abstossungen der in dem einen, als fest gedachten Leiter bewegten Elektricitäten auf die eine und andere der in dem anderen beweglichen Leiter befindlichen Elektricitäten, so erhält man unmittelbar die auf den zweiten Leiter übertragene Anziehung, welche sich entsprechend den Formeln des §. 45 gleich $W_{++} + W_{--} + W_{+-} + W_{-+}$ darstellt.

Untersucht man aber, wie stark durch jene Einwirkung die positive Elektricität des einen Leiters nach der einen, die negative Elektricität nach der entgegengesetzten Seite bewegt wird, wie gross also die Kraft ist, mit der die beiden Elektricitäten von einander geschieden werden, so muss man die Einwirkung auf die negativen elektrischen Massen von der auf die positiven Massen im zweiten Leiter subtrahiren.

Diese „Scheidungskraft" ist dann:

$$D = W_{++} - W_{--} + W_{+-} - W_{-+}.$$

Dieselbe wirkt in der Verbindungslinie der betrachteten Stromelemente. Zerlegt man sie nach der Richtung des Stromelementes des zweiten Leiters, so giebt die dadurch erhaltene Kraft unmittelbar auch die durch den ersten Leiter in dem zweiten erzeugte elektromotorische Kraft an, welche die Ursache des in demselben inducirten Stromes ist. Setzt man an Stelle der Grössen W in dem Ausdruck D die §. 45 gefundenen Werthe, so folgt:

$$D = -\frac{e e_1 ds ds_1}{16 r^2} a^2 \left\{ \left[\left(\frac{d r_{++}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{d r_{--}}{dt}\right)^2 + \left(\frac{d r_{+-}}{dt}\right)^2 - \left(\frac{d r_{-+}}{dt}\right)^2 \right] - 2r \left(\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{--}}{dt^2} + \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} - \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2} \right) \right\}$$

In diesem Ausdrucke sind in jedem besonderen Falle die entsprechenden Werthe $\frac{dr}{dt}$ und $\frac{d^2 r}{dt^2}$ einzusetzen, um die jedesmalige inducirte elektromotorische Kraft daraus zu berechnen.

Der allgemeinste Fall der Induction ist der, wo durch Bewegung eines von einem veränderlichen Strome von der Intensität i durchflossenen Leiterelementes ds oder ACB, Fig. 272 (a. f. S.), in einem stromlosen Leiterelemente ds_1 oder $A_1 C_1 B_1$, ein Strom inducirt wird. Ist letzteres ebenfalls bewegt, so können wir stets dem ganzen Raume eine entgegengesetzte Bewegung ertheilt denken, so dass ds_1 in Ruhe bleibt, und nur ds sich bewegt. Es sei dann die Geschwindigkeit seiner Bewegung in der Richtung CD gleich $v = CD$. Der Abstand CC_1 sei gleich r. Ebenso seien $AC = CB$ die Geschwindigkeiten $\pm c$ der positiven und negativen Elektricität in ds am Anfange der Bewegung. 617

Die Diagonalen CK und CK_1 der Parallelogramme $ACDK$ und $BCDK_1$ stellen dann die durch die Fortführung des Leiters und die Bewegung der Elektricitäten in demselben bedingten resultirenden Bewegungen der Elektricitäten dar. Projicirt man CK und CK_1 auf die Verbindungslinie CC_1 der Elemente, so stellen die Projectionen CL und

$CL_{\prime}$ die Geschwindigkeiten der positiven und negativen Elektricitätsmassen in der Richtung der Verbindungslinie CC_1 der Elemente dar. Es ist also

$$CL = \frac{dr_{++}}{dt} = \frac{dr_{+-}}{dt},\quad CL_1 = \frac{dr_{--}}{dt} = \frac{dr_{-+}}{dt}.$$

Projicirt man ferner CK und CK_1 auf eine Ebene, die durch C senkrecht gegen CC_1 gelegt ist, so sind die Projectionen CM und CM_1 die Tangentialgeschwindigkeiten der elektrischen Massen gegen den festen Punkt C als Mittelpunkt. Die Normalaccelerationen g derselben in der Richtung von CC_1 sind demnach:

$$g_{++} = g_{+-} = \frac{CM^2}{CC_1},\quad g_{--} = g_{-+} = \frac{CM^2_{\prime}}{CC_1}.$$

Aendert sich nun auch während der Bewegung des Elementes ACB,

Fig. 272.

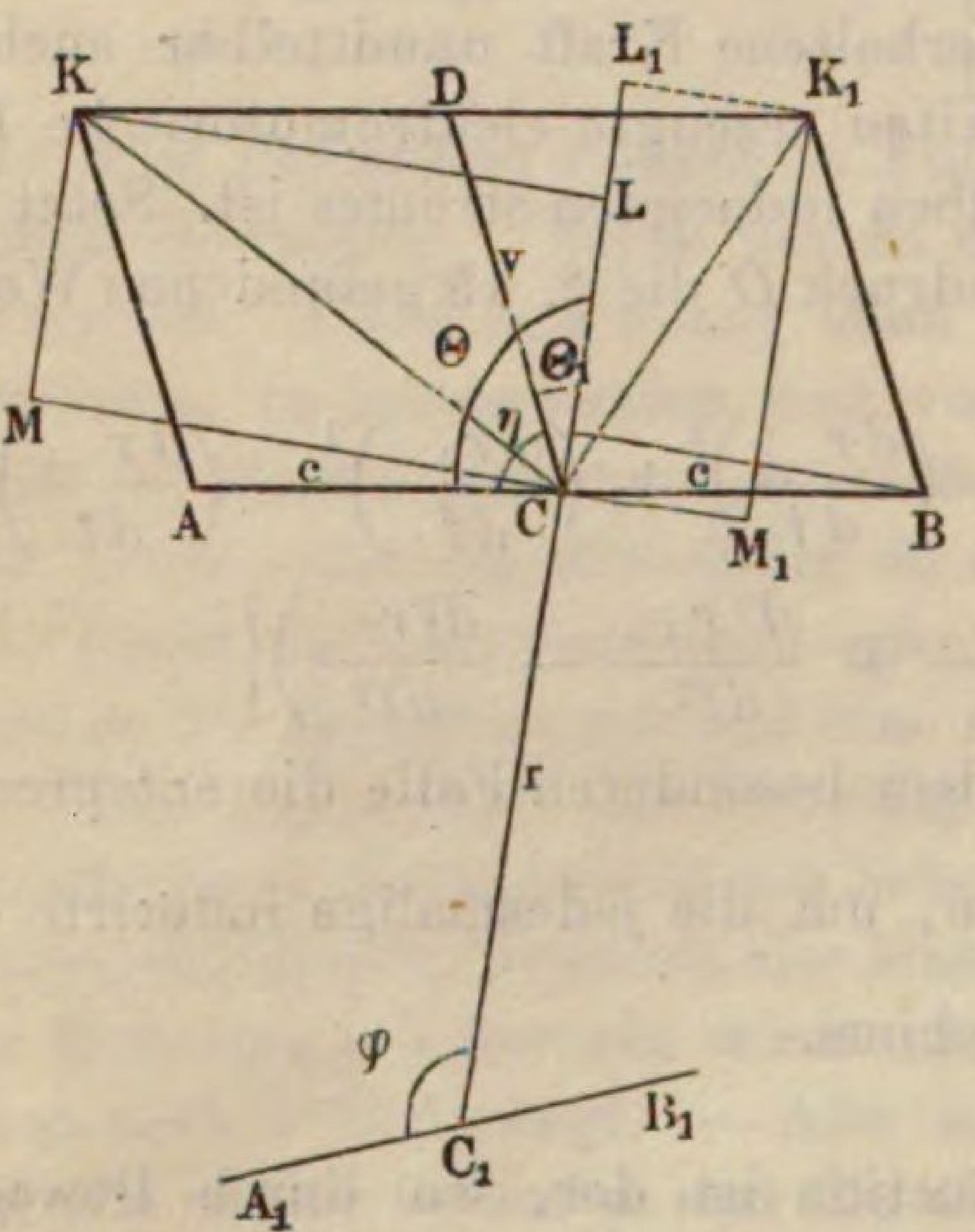
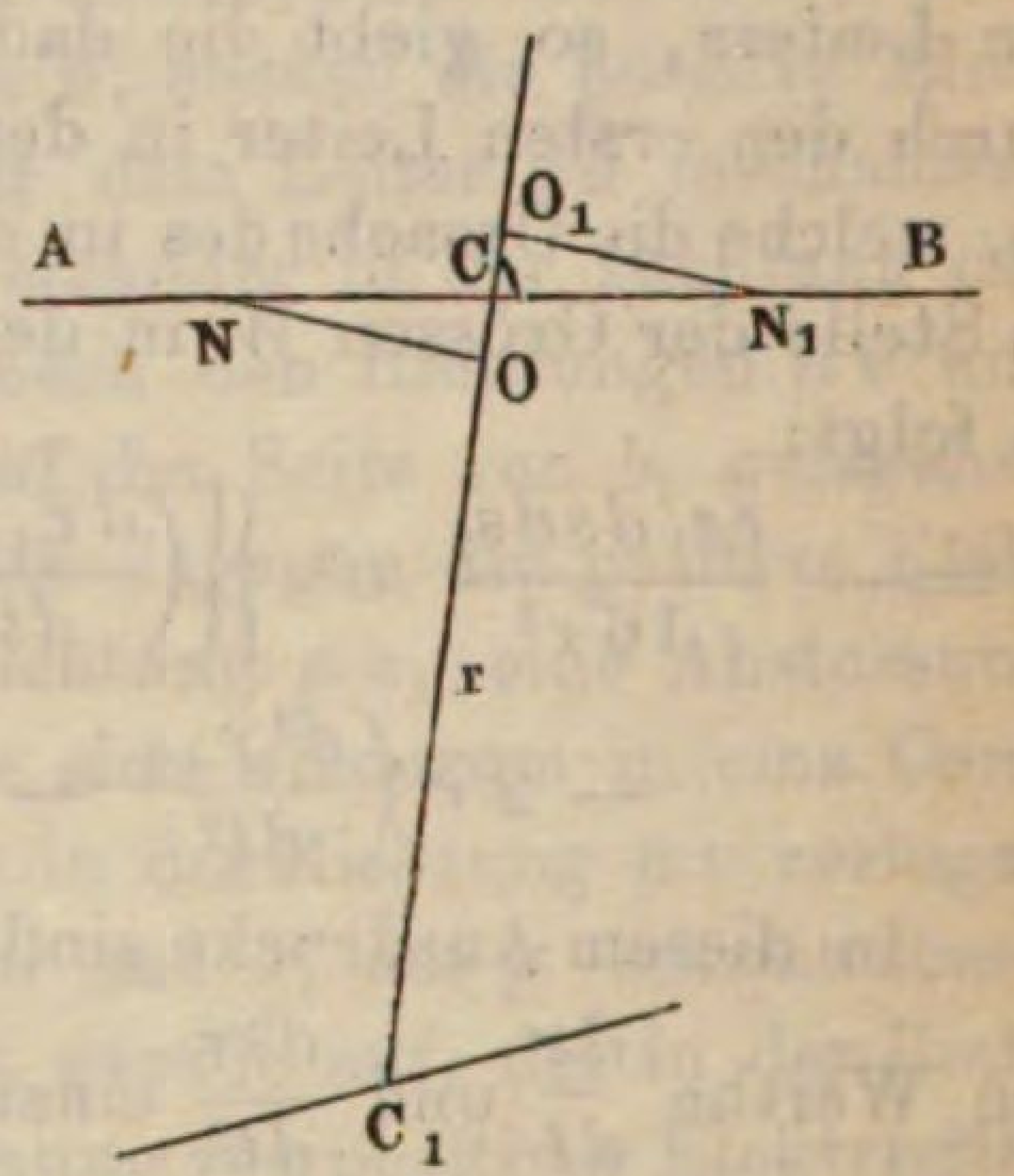


Fig. 273.



die Intensität des Stromes in demselben, also die Geschwindigkeit $\pm c$ in dem Zeitelement dt um $\pm dc$, welche auf der Linie AB (Fig. 273) durch die Längen CN und CN_1 dargestellt sind, so sind die durch diese Geschwindigkeitsänderungen bewirkten Accelerationen g' der elektrischen Massen in der Richtung $CC_{\prime}$ hin gleich den Projectionen CO und CO_1 von NC und N_1C auf CC_1. Dann sind die Summen der Accelerationen

$$\frac{d^2 r_{++}}{dt^2} = \frac{d^2 r_{+-}}{dt^2} = \frac{CM^2}{CC_1} + CO$$

$$\frac{d^2 r_{--}}{dt^2} = \frac{d^2 r_{-+}}{dt^2} = \frac{CM_1^2}{CC_1} + CO_1.$$

Der Gesammtausdruck für die in $A_1C_1B_1$ inducirte Kraft D wird demnach:

$$D = -\frac{a^2 e e_1 ds\, ds_I}{16\, r^2} \left\{ 2\,(CL^2 - CL_1^2) - 4\,r \left(\frac{CM^2}{CC_1} + CO - \frac{CM_1^2}{CC_1} - CO_1 \right) \right\} \quad (1)$$

In diese Formel sind die Werthe der einzelnen Linien einzusetzen.

Es bilde die Linie CD der Fortbewegung des Elementes ACB mit der Bewegungsrichtung der positiven elektrischen Masse in demselben den Winkel $ACD = \eta$; es sei der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung CA der positiven Elektricität in Element ACB und seiner Verbindungslinie CC_1 mit Element $A_1 C_1 B_1$, $\angle LCA = \Theta$, und der Winkel zwischen CC_1 und CD, $\angle DCL = \Theta_I$. Dann ist

$$CL = v\cos\Theta_1 + c\cos\Theta;\quad CL_1 = v\cos\Theta_1 - c\cos\Theta$$
$$CM^2 = CK^2 - CL^2 = v^2 + c^2 + 2\,cv\cos\eta - (v\cos\Theta_I + c\cos\Theta)^2$$
$$CM_1^2 = CK_1^2 - CL_1^2 = v^2 + c^2 - 2\,cv\cos\eta - (v\cos\Theta_I - c\cos\Theta)^2$$
$$CC_1 = r$$
$$CO = CN\cos\Theta = \frac{dc}{dt}\cos\Theta;\quad CO_1 = CN_1\cos\Theta = -\frac{dc}{dt}\cos\Theta.$$

Beim Einsetzen dieser Werthe in die Gleichung D erhält man:

$$D = a^2\,\frac{e e_1\, ds\, ds_1}{r^2} \left\{ \left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\Theta_1 \right) cv + \frac{1}{2}\, r\, \frac{dc}{dt}\cos\Theta \right\} \quad .\ .\ (2)$$

Dieser Ausdruck giebt die Scheidungskraft, mit welcher die positive Elektricität des Elementes $A_1 B_1$ in der Richtung von C nach C_I, die negative von C_I nach C getrieben wird. Bildet dasselbe mit der Verbindungslinie den Winkel φ, so muss der Ausdruck, um die eigentliche inducirte elektromotorische Kraft zu erhalten, mit $-\cos\varphi$ multiplicirt werden. Setzt man dann noch statt des Werthes aec den Werth der Stromintensität i im Elemente ACB, so ist $ae\,\frac{dc}{dt} = \frac{di}{dt}$, und die nun in der Richtung von ACB inducirte elektromotorische Kraft:

$$E\, ds_I = -a\,\frac{e_1\, ds\, ds_1}{r^2} \left\{ \left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\Theta_1 \right) iv + \frac{1}{2}\, r\, \frac{di}{dt}\cos\Theta \right\} \cos\varphi \quad (3)$$

Bezeichnet man als elektromotorische Kraft nicht die auf die Elektricitätsmenge e_1 wirkende bewegende, sondern die beschleunigende Kraft, welche also auf die Einheit der Elektricitätsmenge in $A_1 C_1 B_1$ wirkt, so ist der Ausdruck durch e_1 zu dividiren.

Aendert sich die Stromintensität während der Bewegung des Elementes ACB nicht, so ist dann diese letztere elektromotorische Kraft

$$E_1\, ds_I = -\frac{a\, i\, ds'\, ds_1}{r^2} \left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\Theta_1 \right) v\, .\, \cos\varphi \quad .\ .\ (4)$$

Die elektrodynamische Wirkung eines im Punkt C_I befindlichen Elementes ds_I, welches mit der Richtung der Bewegung des Elementes ds zusammenfiele und vom Strom Eins durchflossen wäre, würde auf das Element 618

ds, dieses von einem Strom von der Intensität i durchflossen gedacht, mit einer Kraft wirken, welche dargestellt wäre durch den Werth:

$$A = -\frac{i\,ds\,ds_1}{r^2}\left(\cos\eta - \frac{3}{2}\cos\Theta\cos\Theta_1\right).$$

Würde man diesen Werth nach der Richtung des inducirten Elementes $A_1 C_1 B_1$ zerlegen, also mit $\cos\varphi$ multipliciren und dann noch mit av multipliciren, so wäre die nach der Formel (4) des §. 617 in ds_1 inducirte elektromotorische Kraft:

$$E_1 ds_I = -A\,av\cos\varphi = -Bav.$$

Nach dem Gesetze von Lenz und Neumann wäre dieselbe:

$$E_1 ds_I = -Cav,$$

wo $C = A\cos\Theta_I$ die nach der Bewegungsrichtung zerlegte elektrodynamische Wirkung von ds auf ds_1 ist. — Beide Resultate stimmen also für die Inductionswirkungen zwischen einzelnen Elementen nicht überein.

Dagegen tritt diese Uebereinstimmung vollständig ein, wenn, wie es auch Neumann stets angenommen hat, die Induction in einem Leiterelement durch einen geschlossenen Strom geschieht.

Wir wollen uns zu diesem Ende statt der Bewegung der vom Strome durchflossenen Elemente die entgegengesetzte Bewegung des inducirten Elementes denken.

Es soll das inducirte Element ds_I im Coordinatenanfangspunkte liegen. Wir wollen uns zuerst die Coordinatenaxen so gelegt denken, dass die Bewegungsrichtung des Elementes mit der X-Axe zusammenfalle, die Y-Axe aber auf der Bewegungsrichtung und dem Element senkrecht stehe, welches mit der X- und Z-Axe die Winkel λ und ν bilde, so ist die in der Bewegungsrichtung wirkende Componente des inducirenden geschlossenen Stromes, dessen Elemente die Coordinaten xyz haben, auf das inducirte Element, letzteres vom Strome Eins durchflossen gedacht, nach §. 24, 6:

$$C = X = -\frac{1}{2}\,i\,ds_I\cos\nu\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}.$$

Wir wollen uns zweitens ein vom Strome Eins durchflossenes und dem inducirten Element gleiches Element ds_{II} am Anfangspunkt der Coordinaten in der Bewegungsrichtung jenes Elementes denken. Wir legen die Coordinatenaxen jetzt so, dass die X-Axe mit dem inducirten Element ds_I selbst zusammenfalle, die Y-Axe aber wie oben auf demselben und der Bewegungsrichtung senkrecht stehe. Sind dann die Winkel zwischen dem Elemente ds_{II} und der X- und Z-Axe gleich α und γ, so ist die nach der Richtung der X-Axe oder des Elementes ds_I zerlegte elektrodynamische Wirkung des geschlossenen Stromes auf das Element ds_{II}:

$$B = X_1 = -\frac{1}{2}\,i\,ds_{II}\cos\gamma\int\frac{z\,dx - x\,dz}{r^3}.$$

Da beiden Coordinatensystemen die Y-Axe gemeinschaftlich ist, so

ist $\cos\nu = \cos\gamma$. Der Ausdruck $\frac{z\,dx - x\,dz}{2}$ ist aber auch in beiden Fällen derselbe, da er stets die Projection desjenigen Dreiecks auf die beide Male gleich liegende XZ-Ebene darstellt, dessen Gipfelpunkt der Coordinatenanfangspunkt, dessen Basis ein Stromelement des geschlossenen Stromes ist.

In diesem Falle sind also die Werthe B und C identisch.

Denkt man sich das inducirte Element ds_1 gegen das inducirende in der Richtung r selbst bewegt, so ist in diesem Falle in der Formel für 619
die Inductionswirkung $\eta = \Theta$, $\Theta_1 = 0$, $v = -\frac{dr}{dt}$, also die während der Bewegung des Elementes von der Unendlichkeit bis zum Abstande r inducirte elektromotorische Kraft

$$E_a = \frac{ai\,ds\,ds_1}{2}\cos\Theta\cos\varphi\int\limits_{\infty}^{r}\frac{dr}{r^2} = -\frac{ai\,ds\,ds_1}{2r}\cos\Theta\cos\varphi.$$

Dies ist aber dieselbe elektromotorische Kraft, welche man erhalten hätte, wenn der Strom von der Intensität i in dem inducirenden Elemente ds entstanden wäre, während dasselbe im Abstand r von dem inducirten Elemente ruhte, so dass auch hier dieselbe Beziehung sich ergiebt wie bei den Untersuchungen von Neumann.

Sehr vollständig ist die Identität des Weber'schen und Neumann'- 620
schen Principes für die Induction eines Stromes in einem Elemente ds_1 durch einen geschlossenen Stromleiter, dessen Element ds ist, von Schering [1]) bewiesen worden. Führt man nämlich in der Formel D, §. 616, die durch die Ortsveränderung der Elemente ds und ds_1 bedingte Geschwindigkeit derselben $\frac{dw}{dt}$ und $\frac{dw_1}{dt}$ ein [2]), und multiplicirt mit $\frac{dr}{ds}$, d.h. mit dem Cosinus des Winkels zwischen r und ds, so erhält man die durch ein Element ds in dem Elemente ds_1 in seiner Richtung inducirte elektromotorische Kraft:

$$E = \frac{a^2 e e_1\,ds\,ds_1}{r^2}\left\{\begin{array}{l} -\frac{1}{r^2}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1}\frac{ds}{dt}\left(\frac{dr}{dw}\frac{dw}{dt} + \frac{dr}{dw_1}\frac{dw_1}{dt}\right) \\ +\frac{2}{r}\frac{dr}{ds_1}\frac{ds}{dt}\left(\frac{d^2r}{ds\,dw}\frac{dw}{dt} + \frac{d^2r}{ds\,dw_1}\frac{dw_1}{dt}\right) \\ +\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1}\frac{d^2s}{dt^2} \end{array}\right\}$$

[1]) E. Schering, Zur mathematischen Theorie elektrischer Ströme. Göttingen 1857.* Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 266. 1858.*

[2]) Es ist nämlich: $\frac{dr}{dt} = \pm\frac{dr}{ds}\frac{ds}{dt} \pm \frac{dr}{ds_1}\frac{ds_1}{dt} \pm \left[\frac{dr}{dw}\frac{dw}{dt} + \frac{dr}{dw_1}\frac{dw_1}{dt}\right]$, wo die Vorzeichen $\pm$ zu nehmen sind, jenachdem die wirkenden Elektricitäten sich in gleichen oder entgegengesetzten Richtungen bewegen. Aus diesen Ausdrücken entwickeln sich dann die zweiten Differentiale.

Durch eine Transformation dieses Ausdruckes erhält Schering die von dem ganzen Leiter s auf den Leiter s_1 ausgeübte elektromotorische Kraft bei der Integration nach ds und ds_1:

$$E = a\,\frac{dP}{dt},\ \text{wo}\ P = \int \frac{d\,(r\,dr)}{ds\,ds_1}\,\frac{i\,ds\,ds_1}{r}.$$

In ganz gleicher Weise erhält man die Componenten der elektrodynamischen Wirkung zweier geschlossener Curven, die von den Strömen i und Eins durchflossen, deren Elemente ds und ds_1 sind, nach den drei Axen gleich $\frac{dQ}{dx}, \frac{dQ}{dy}, \frac{dQ}{dz}$, wenn wiederum

$$Q = \int \frac{d\,(r dr)}{ds\,ds_1}\,\frac{i\,ds\,ds_1}{r}$$

ist. Q ist mithin das Potential des Stromes s auf den Strom s_1. Es ist also, wenn der inducirende Leiter die Zeit $t_1 - t_0$ hindurch bewegt wird, die ganze inducirte elektromotorische Kraft:

$$\int_{t_0}^{t_1} E dt = a \int_{t_0}^{t_1} \frac{dP}{dt}\,dt = a \int_{t_0}^{t_1} \frac{dQ}{dt}\,dt = a\,(Q_1 - Q_0).$$

Dies ist der Satz von Neumann, der sich so direct für die inducirende Wirkung geschlossener Leiter aus dem Weber'schen Grundgesetze ableitet.

In Betreff der weiteren Ausführung der Rechnungen von Schering müssen wir auf dessen Originalabhandlung verweisen.

621 Wollte man indess das Weber'sche Grundgesetz ohne Weiteres auch auf die Inductionserscheinungen bei der Anwesenheit von Gleitstellen anwenden, so erhielte man Resultate, welche nicht, wie das Gesetz von Neumann, mit der Erfahrung übereinstimmen. Man muss nämlich in diesem Falle noch darauf Rücksicht nehmen, dass an einer Gleitstelle sich die Geschwindigkeit der bewegten Elektricitäten plötzlich ändert und dadurch ein neuer Grund zur Induction gegeben ist [1]).

Es sei AB, Fig. 274, das ruhende inducirte Element. Der Drath ab sei bei a mit dem einen Pol einer Säule verbunden. Ueber demselben gleite der Drath cd hin, dessen Ende d mit dem anderen Pole der Säule verbunden ist Die Gleitstelle, in der sich beide Dräthe berühren, sei c. Die Geschwindigkeit der Bewegung von cd in der Richtung von ab sei gleich v. Die Verbindungslinie der Gleitstelle c mit dem inducirten Elemente mache mit der Bewegungsrichtung der Elektricität in dem an der Gleitstelle liegenden Element von ab den Winkel ϑ, mit AB den Winkel φ. Wir werden dann annehmen können, dass der Uebergang der Elektricität von ab in das zunächst liegende Element von cd in der Richtung von ac selbst erfolgt. Dann findet in diesem Elemente in Folge

1) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. II, S. 323*.

seiner Bewegung eine Aenderung der Geschwindigkeit der Elektricitäten statt, die mit $\pm v$ bezeichnet werden kann.

Fig. 274.



Wenn wir daher auf den vorliegenden Fall, die Betrachtungen des §. 617 anwenden wollen, so haben wir nur diese Geschwindigkeitsänderung $\pm v$ zu betrachten (welche durch die Linien CN und CN_1, Fig. 273, dargestellt wird), nicht aber die eigentliche translatorische Bewegung des Leiters cd. In der Formel 2, §. 617, fällt mithin das erste Glied fort, und für den Werth $\frac{dc}{dt}$ in derselben tritt der Werth v ein. Ist die Geschwindigkeit der Elektricität in der ruhenden Leitung ab gleich c, so wird in das gleitende Element in der Zeit dt die Elektricitätsmenge $ecdt$ eintreten. Diese muss dann in der Formel statt eds gesetzt werden. Setzen wir noch $aec = i$, gleich der Intensität des inducirenden Stromes, so erhalten wir den durch die Geschwindigkeitsänderung an der Gleitstelle bedingten Antheil der in der Richtung von AB inducirten elektromotorischen Kraft:

$$-\frac{a}{2r}\, i\, v\, ds_I\, dt \cos\Theta \cos\varphi.$$

Ausserdem tritt aber bei der Bewegung des gleitenden Leiters aus der Lage cd in die Lage $c_1 d_1$ auch das Element cc_1 in den früheren Stromkreis ein. Die Länge dieses Elementes ist vdt, in welcher gleichzeitig die Stromintensität von 0 bis i ansteigt, so dass die durch dasselbe in dem Elemente ds_I inducirte elektromotorische Kraft gleichfalls ist

$$-\frac{a}{2r}\, i\, ds_I\, v\, dt \cos\Theta \cos\varphi.$$

Die elektromotorische Kraft, welche durch das an der Gleitstelle eintretende Element sowohl in Folge der Geschwindigkeitsänderung der Elektricitäten als auch in Folge des Eintritts neuer Stromelemente in den inducirenden Kreis inducirt wird, ist also gerade doppelt so gross, wie die durch letztere Ursache allein inducirte elektromotorische Kraft.

Wenden wir diese Angaben auf den Versuch des §. 566 an, so erhält man, nach Weber [1]), wenn der Radius des inducirenden Kreises R ist, die Intensität des inducirten Stromes bei einmaliger Umdrehung des beweglichen radialen Leiterstückes:

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen S. 375.*

1. die durch das letztere inducirte elektromotorische Kraft . . $ai\pi^2 R$
2. die durch den Eintritt neuer Stromelemente in den inducirenden Kreis inducirte Kraft, in welchen die Stromintensität von 0 bis i zunimmt — $ai\pi^2 R$
3. die durch die Geschwindigkeitsänderung der Elektricitäten an der Gleitstelle des beweglichen radialen und ruhenden kreisförmigen Leiters des inducirenden Stromes inducirte Kraft, welche der ad 2 erhaltenen gleich ist — $ai\pi^2 R$

Zusammen erhält man also die elektromotorische Kraft . . — $ai\pi^2 R$

Es ist ersichtlich, dass, wenn die Wirkung an der Gleitstelle nicht vorhanden wäre, überhaupt keine inducirte elektromotorische Kraft bei einmaliger Umdrehung des Radius auftreten würde, indem sich die ad 1 und 2 erwähnten Wirkungen gerade aufheben.

Ganz dieselben Resultate würden wir aus dem Gesetz von Neumann erhalten, wenn wir berücksichtigen, dass sich der inducirende Kreis bei einmaligem Umschwung des Radius gerade um seine ganze Peripherie vermehrt hat.

622 Felici[1]) hat die Theorie der Inductionsströme in einer etwas abweichenden Weise entwickelt.

Mit Hülfe der §. 558 bis 561 mitgetheilten experimentellen Resultate gelangt er auf einem ganz ähnlichen Wege, wie Ampère zu seiner Formel in Betreff der elektrodynamischen Wirkung, zu folgendem Ausdruck, welcher die elektromotorische Kraft E angiebt, die in einem Leiterelemente ds_1 inducirt wird, während in einem Elemente ds ein Strom von der Intensität Eins entsteht oder verschwindet:

$$E = A\left(\frac{d^2 r}{ds\,ds_1} + K\frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1}\right) ds\,ds_1 \quad . \; . \; . \; . \quad (1)$$

wo r der Abstand der Elemente, K und A Constante sind. Diese Formel unterscheidet sich von der von Neumann gegebenen, zunächst für geschlossene Leiter gültigen Formel durch die unbekannte Constante K.

Gehören die Elemente ds und ds_1 in sich geschlossenen Stromeskreisen an, so fällt bei der Integration das erste Glied fort und die in dem Inductionskreise erzeugte elektromotorische Kraft ist

$$P = K\int\!\!\int \frac{1}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds_1}\, ds\,ds_1 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

wo der Werth P das Potential beider Stromkreise auf einander ist.

Dieselbe elektromotorische Kraft wäre nach den Versuchen des §. 560 inducirt worden, wenn der inducirende Kreis dem inducirten aus unendlicher Entfernung genähert oder aus seiner Lage in dessen Nähe bis zur unendlichen Entfernung von ihm entfernt worden wäre.

Wird daher der inducirende Leiter aus einer Lage in die andere ge-

[1]) Felici, Nuovo Cimento T. I, p. 325; T. II, p. 321. 1855;* T. III, p. 198. 1856;* T. IX, p. 75. 1859.* Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XL, p. 251. 1854;* T. LI, p. 378. 1857;* T. LVI, p. 106. 1859.*

bracht, für welche beide Lagen der Werth P resp. P_1 und P_2 ist, so ist die inducirte elektromotorische Kraft:

$$S = P_2 - P_1 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Diese Formel stimmt mit der von Neumann gegebenen vollkommen überein.

Neben diesen Sätzen nimmt Felici ganz abweichend von den übrigen Theorieen noch eine besondere Induction an, welche stattfindet, wenn ein nicht in sich geschlossener Theil s_1 des inducirten Kreises mit seinen beiden Enden auf einer leitenden Fläche gleitet. Es soll in diesem Falle der Ausdruck der inducirten elektromotorischen Kraft werden: 623

$$\Sigma = (P_2 - P_1) - (\Pi_2 - \Pi_1) \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

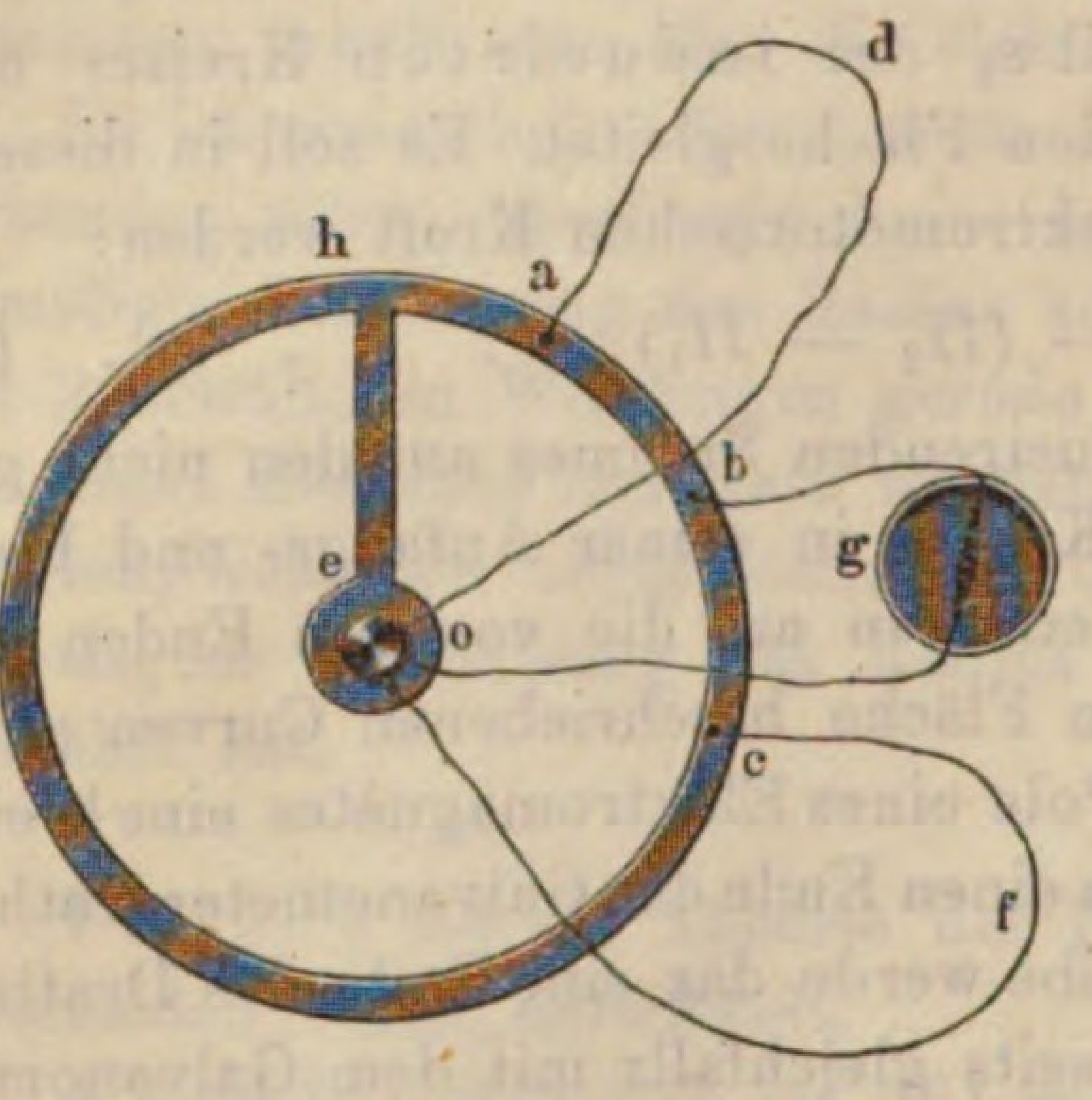
wo P_2 und P_1 die Potentiale des inducirenden Stromes auf den nicht geschlossenen Theil s_1 des inducirten Kreises in seiner Anfangs- und Endlage, Π_2 und Π_1 die Potentiale des ersteren auf die von den Enden des inducirten Theiles s_1 auf der leitenden Fläche beschriebenen Curven sind.

Es befinde sich z. B. über dem Pole eines Elektromagnetes eine kreisrunde Metallscheibe, deren Axe mit dem einen Ende des Galvanometerdrathes verbunden ist. An den Rand der Scheibe werde das eine Ende des Drathes einer Spirale gelöthet, welche andererseits gleichfalls mit dem Galvanometer verbunden und so aufgestellt ist, dass in ihr beim Erregen des Magnetes kein Strom inducirt wird. Wird nun, während der Magnet constant wirkt, die Metallscheibe gedreht, so dass sich ein Theil des Drathes der Spirale auf ihre Peripherie aufwickelt, so zeigt das Galvanometer keinen Inductionsstrom an. Es ist aber bei diesem Versuche der Drath der Spirale aus einer Lage, bei der bei Erregung des Magnetes kein Strom in ihm inducirt wird, in eine solche Lage übergegangen, in welcher hierbei die inducirende Wirkung ein Maximum ist. Zugleich gleitet aber auch in jedem Augenblicke das sich aufwickelnde Ende des Drathes auf der Peripherie der Scheibe. Die durch letzteren Process bewirkte Induction soll also der durch den ersteren erzeugten Induction gerade gleich und entgegengesetzt sein. — Indess würde auch nach dem Lenz-Neumann'schen Gesetze, wenn z. B. der Mittelpunkt der gedachten Scheibe mit dem Galvanometer verbunden wäre, die jedesmalige Inductionswirkung auf ihre Radien, welche von dem Centrum zu den Punkten ihrer Peripherie gehen, auf die sich der Drath der Spirale gerade aufwickelt, bei einer bestimmten Drehung der Scheibe gleichfalls die Induction auf den sich aufwickelnden Drath gerade compensiren, so dass die Annahme der Induction beim Gleiten bei diesem Versuche noch nicht unbedingt nöthig ist. — Das von Felici als Ursache der Induction betrachtete Gleiten findet auch bei der unipolaren Induction statt. Wenn z. B. eine horizontale Metallscheibe um ihren Mittelpunkt rotirt, unter dem sich die Axe eines verticalen Magnetes befindet, so würden, nach den Lenz-Neumann'schen Sätzen, in allen ihren radialen Elementen elektromotorische Kräfte inducirt werden.

Verbände man daher ihren Mittelpunkt und einen Punkt ihres Randes mit dem Galvanometer, so wäre der in demselben entstehende Strom nur aus der Scheibe abgeleitet. Nach Felici würde indess gerade an den Ableitungsstellen die Induction auftreten. — Um dies zu beweisen, stützt er sich namentlich auf folgenden Versuch:

Aus dünnem Kupferblech war eine kleine, 1 Ctm. im Durchmesser haltende Scheibe *o*, Fig. 275 ausgeschnitten, welche durch einen radialen schmalen Kupferstreifen *eh* mit einem ihr concentrischen Ringe *habc* von 10 Ctm. Durchmesser verbunden war. Diese Vorrichtung war auf einer runden horizontalen Holzscheibe befestigt und wurde mit derselben über einem verticalen Magnetstab von 1 Meter Länge, dessen Axe durch das Centrum der Scheibe ging, in Rotation versetzt. Das Centrum der Scheibe *o* und ein Punkt *b* des Ringes *habc* wurden mit einem Galvanometer *g* verbunden und die Ablenkung seiner Nadel bestimmt. Wurden nun zwei Dräthe *ado* und *cfo* von geringem Widerstande mit ihren Enden zu beiden Seiten dicht neben dem Punkte *b* auf den Ring *habc* und das Centrum *o* gesetzt, so blieb dabei der Ausschlag der Nadel ungeändert.

Fig. 275.



Felici meint deshalb, die elektromotorische Kraft könne nicht, wie es sich aus dem Lenz'schen Gesetze ergiebt, in dem Radius *eh* allein erzeugt, sondern sie müsse an allen einzelnen Gleitstellen *a*, *b*, *c* aufgetreten sein, da im ersteren Falle durch das Anlegen verschiedener Leitungen *ado*, *bgo*, *cfo* an Stelle der einen *bgo*, die Stromintensität in letzterer vermindert worden wäre. — Ist indess der Widerstand des Radius *eh* klein gegen den der Dräthe *ado*, *bgo*, *cfo*, so wird beim Anlegen mehrerer Leitungen der Widerstand des durch sie und *eh* gebildeten Schliessungskreises fast in gleichem Maasse abnehmen, als ihre Zahl wächst, und ebenso, wenn die elektromotorische Kraft nur in *eh* auftritt, auch die Gesammtintensität des durch dieselbe erzeugten inducirten Stromes wachsen. Der durch *bgo* fliessende Zweig desselben bewahrt dann gleichfalls seine Intensität nahezu unverändert. — Es ist also von vornherein ohne gründliche Messungen dieser Versuch kein Beweis für die Induction an den Gleitstellen *a*, *b*, *c*.

Auch ein anderer Versuch von Felici scheint nicht unbedingt gegen die Theorie von Neumann zu sprechen. Er legte einen in sich geschlossenen Ring von weichem Eisendrath von 2^{mm} Dicke um einen Holzring von 80^{mm} innerem und 100^{mm} äusserem Radius und umwand den Holzring mit einer Drathspirale, durch welche ein Strom geleitet wurde. Wurde

nun neben dem Ringe ein mit dem Galvanometer verbundener Drath aufgestellt, so entstand beim Oeffnen und Schliessen des den Eisenring magnetisirenden Stromes in demselben kein Inductionsstrom, wenn der Drath nicht durch den inneren Raum des Eisenringes hindurchgeleitet war. In diesem Falle entstand indess ein solcher.

Wurden durch den Eisenring verschiedene Dräthe gezogen und entgegengesetzt mit dem Galvanometer verbunden, so hoben sich die Inductionsströme in ihnen auf, welches auch ihre Lage war.

Nach der Neumann'schen Theorie müsste hierbei der Inductionsstrom in dem durch das Innere des Eisenringes hindurchgeführten Drath ebenso stark sein, als wenn der Drath, während der Eisenring constant magnetisirt bliebe, aus weiter Entfernung in seine Lage gebracht würde. Da indess in jeder Lage desselben die elektromagnetische Wirkung des Eisenringes mit der ihn umgebenden, ein in sich geschlossenes Solenoid darstellenden Spirale auf jedes Element des Drathes Null ist, so sollte nach Felici hierbei kein Inductionsstrom entstehen. Indess ist zu beachten, dass bei der Bewegung des Drathes aus weiter Entfernung bis in die Lage, in der er durch den inneren Raum des Eisenringes hindurchgeht, nothwendigerweise an einer Stelle eine Durchschneidung des letzteren durch ein Element des Drathes stattfinden und dabei eine Inductionswirkung auftreten würde, so dass wohl auch diese Erscheinung auf die Neumann'sche Theorie zurückgeführt werden kann.

Wir haben endlich noch der von Faraday[1]) aufgestellten Theorie der Induction zu erwähnen, nach der die in einem bewegten Drath durch einen Magnet inducirte elektromotorische Kraft proportional ist der Zahl der bei der Bewegung des Drathes geschnittenen Magnetkraftlinien, in denen sich die magnetische Kraft mit unveränderter Intensität vom Magnete nach allen Seiten fortpflanzt. Hierbei soll der Winkel, in dem die Durchschneidung geschieht, so wie die Convergenz oder Divergenz der Kraftlinien auf die Grösse der Inductionswirkung ohne Einfluss sein. 624

Faraday hat diesen Satz namentlich durch Versuche über die unipolare Induction zu beweisen versucht. Lässt man in der That einen beliebig geformten Drath mit festliegenden Endpunkten in der Nähe eines Magnetpoles sich bewegen, so ist die Zahl der dabei geschnittenen Magnetkraftlinien nur von der Lage jener Endpunkte, nicht aber von der sonstigen Gestalt des Drathes abhängig, und dieselbe Beziehung findet man für die Grösse der inducirten elektromotorischen Kraft. — Ist ein Drath, welcher um die Magnetaxe rotirt, in sich geschlossen, so schneidet bei der Drehung die eine Hälfte des Drathes die Kraftlinien in der gleichen Richtung wie die andere; die Induction in beiden Hälften hebt sich auf. — Geht die Induction von mehreren magnetischen Punkten aus, so addiren sich ihre Wirkungen. — Ebenso ist bei einer bestimmten Drehung von Drathrechtecken von glei-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XXVIII und XXIX.*

cher Drathlänge, aber verschiedener Oberfläche, unter Einfluss des Erdmagnetismus die Induction der Oberfläche derselben proportional, da die Zahl der durch die Kanten des Rechtecks geschnittenen Magnetkraftlinien gleichfalls derselben entspricht. — Dieselben Resultate haben wir indess auch aus der von Neumann gegebenen Theorie der Induction abgeleitet, welche für geschlossene Leiterkreise mit der Theorie von Weber übereinstimmt. Ebenso würde man auch in anderen Fällen diese Ueberstimmung nachweisen können, z. B. bei dem Einsenken eines Magnetes in eine Spirale u. s. f. Die, die inducirte elektromotorische Kraft angebende Aenderung des Potentials des Magnetes auf die Stromesleiter entspricht immer der Aenderung der Oeffnung des durch den Pol als Spitze und den Leiter als Basis gelegten Kegels. Dieselbe Aenderung der Kegelöffnung entspräche bei gleichförmiger Verbreitung auch der Aenderung der Zahl der Magnetkraftlinien, welche durch den inneren Raum des Leiters hindurchgehen, also der Zahl derselben, welche bei der Bewegung des Leiters aus seinem inneren Raume unter Schneidung des Leiters selbst nach aussen hinaustreten. Dass hierbei bei beiden Theorien stets nur die relative Bewegung des Magnetes und Leiters in Betracht kommt, ist von vornherein klar. — Bei unregelmässiger Verbreitung der Magnetkraftlinien würden sich ähnliche Betrachtungen anstellen lassen. — Wie zwischen Magnet und Leiter, nimmt Faraday auch eine Wirkung von Magnetkraftlinien von einem vom Strome durchflossenen Leiter auf einen bewegten Leiter an. Dieselbe würde sich ebenso auf die bekannten Theorieen der Induction zurückführen lassen. — Nothwendig ist hiernach die Theorie von Faraday jedenfalls nicht zur Erklärung der Inductionserscheinungen, da sich dieselben vollständig aus den früheren Theorieen gleichfalls ableiten lassen [1]). Die Entscheidung über ihre Bedeutung wird sich erst durch weitere Untersuchungen über die Art fällen lassen, in der sich die Wirkungen in die Ferne fortpflanzen.

VIII. Bestimmung der Inductionsconstante.

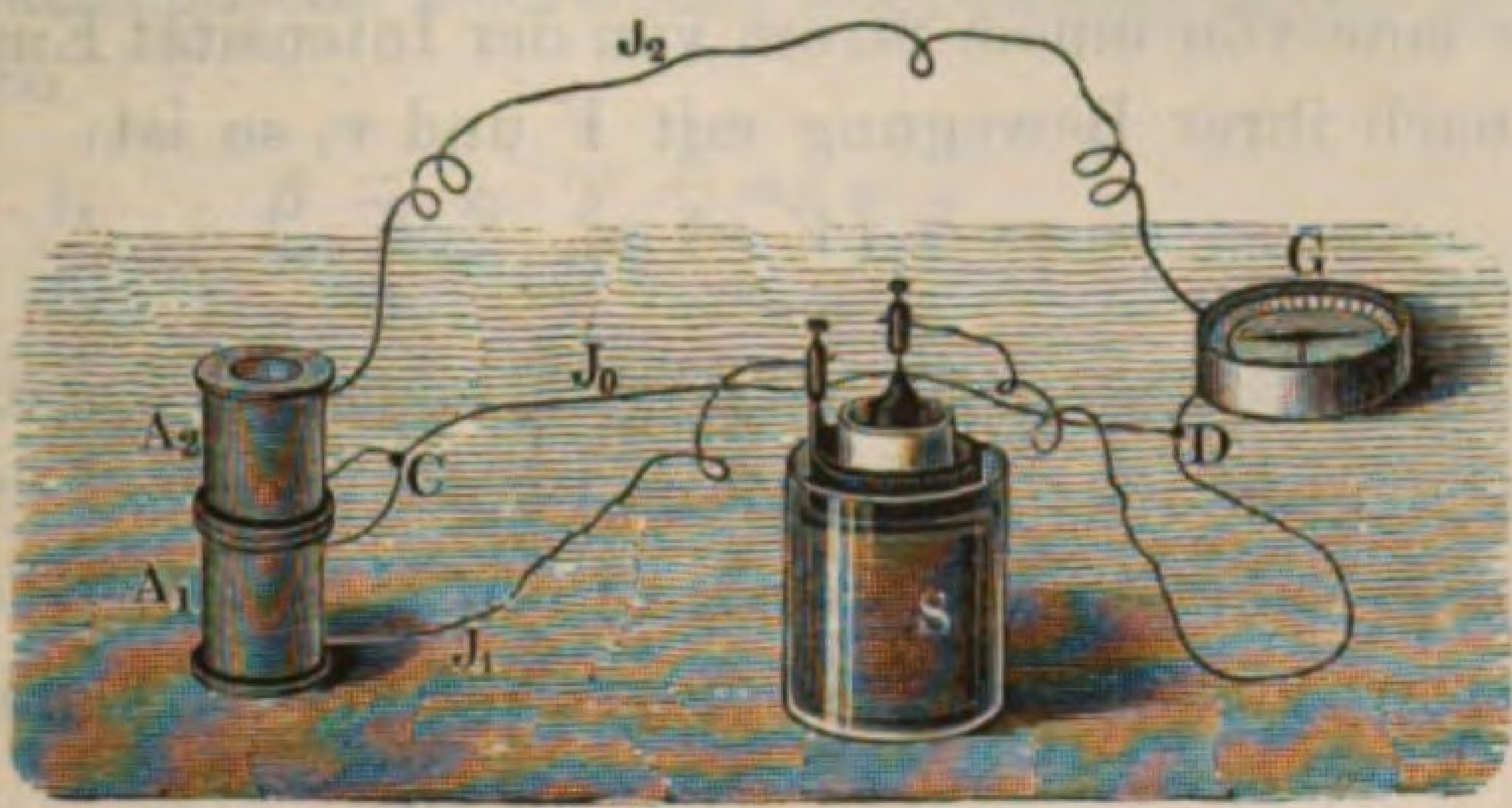
625 Nach §. 611 ist die Intensität eines, in einem geschlossenen Leiter bei der Bewegung eines geschlossenen Stromkreises inducirten Stromes gleich dem Unterschiede der Potentiale des Stromes in Bezug auf den von einem Strome von der Intensität Eins durchflossen gedachten Leiter vor und nach der Bewegung, dividirt durch den Widerstand des Leiters und multiplicirt mit der Inductionsconstante ε. Diese Inductionsconstante muss numerisch bestimmt werden.

Zur Bestimmung derselben hat Kirchhoff [2]) folgenden Weg eingeschlagen. Es seien A_1 und A_2, Fig. 276, zwei Drathspiralen, welche auf

[1]) Vergl. van Rees, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 415. 1853.* — [2]) Kirchhoff, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 412. 1849.*

einander inducirend einwirken können. Dieselben sind durch einen Drath $A_1 C A_2 D$ mit einander zu einem geschlossenen Kreise verbunden, in den bei G ein Galvanometer, bei S eine galvanische Säule von der elektromotorischen Kraft E eingeschaltet ist. Verbindet man nun noch die Punkte

Fig. 276.



C und D durch einen Drath CD, und sind die Intensitäten und Widerstände:

$$\begin{array}{lll} \text{in dem Stromzweige } CD & = I_0 & \text{und } w_0 \\ \text{„ „ „ } CA_1 SD & = I_1 & \text{„ } w_1 \\ \text{„ „ „ } CA_2 GD & = I_2 & \text{„ } w_2, \end{array}$$

so ist nach den Kirchhoff'schen Gesetzen der Stromverzweigung:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{w_0}{w_0 + w_2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Entfernt man jetzt die Spirale A_2 von A_1 um ein Bestimmtes, so wird in beiden Spiralen ein Strom inducirt. Die gesammte elektromotorische Kraft des in A_2 inducirten Stromes sei e_2, die des Stromes in A_1 sei e_1, die Intensitäten der durch diese Induction in den einzelnen Zweigen der Leitung inducirten Ströme seien $i_0\, i_1\, i_2$; dann ist:

$$i_2 = \frac{e_2 (w_0 + w_1) + e_1 w_0}{w_0 w_1 + w_1 w_2 + w_2 w_0} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

Es sei e die gesammte elektromotorische Kraft, welche in A_2 inducirt worden wäre, wenn während seiner Bewegung A_1 von einem Strome von der Intensität Eins durchflossen wäre, oder ebenso die in A_1 inducirte elektromotorische Kraft, wenn A_2 vom Strome Eins durchflossen wäre; dann ist:

$$e_1 = I_2 e, \qquad e_2 = I_1 e, \quad \text{also nach (2):}$$

$$i_2 = \frac{I_1 (w_0 + w_1) + I_2 w_0}{w_0 w_1 + w_1 w_2 + w_2 w_0}\, e,$$

und nach (1):

$$\frac{i_2}{I_2} = \frac{(w_0 + w_1)(w_0 + w_2) + w_0^2}{w_0 w_1 + w_1 w_2 + w_2 w_0} \cdot \frac{e}{w_0} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Ist der Drath CD so dick und kurz gegen den Drath der Spiralen

A und A_1, dass man den Widerstand w_0 gegen w_1 und w_2 vernachlässigen kann, so wird der Factor von $\frac{e}{w_0}$ gleich 1, und es bleibt:

$$\frac{i_2}{I_2} = \frac{e}{w_0} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Bezeichnet man nun das Potential der Spiralen A_1 und A_2 aufeinander, wenn die eine von einem Strom von der Intensität Eins durchflossen wäre, vor und nach ihrer Bewegung mit V und v, so ist:

$$e = \varepsilon\,(V - v),$$

also nach (4):

$$\varepsilon = \frac{i_2}{I_2}\,\frac{w_0}{(V - v)}.$$

Wird bei dem Versuche die Spirale A_2 so weit von A_1 entfernt, dass diese Entfernung als unendlich gross angesehen werden kann, so ist $v = 0$, also:

$$\varepsilon = \frac{i_2}{I_2}\,\frac{w_0}{V} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

Um die Constante ε zu berechnen, sind in dieser Formel die Werthe i_2, I_2, w_0, V zu bestimmen.

626 Der Werth P lässt sich durch Rechnung bestimmen, wenn man die Dimensionen der Spiralen kennt. Er ist nach §. 608 gleich der halben negativen Summe der Producte aller Elemente der einen Spirale mit allen Elementen der anderen, welche Producte jedesmal mit dem Cosinus der Neigung der betreffenden Elemente multiplicirt und ihrer Entfernung dividirt sind. Die Potentiale sind also lineare Grössen. — Der Werth $\frac{i_2}{I_2}$ ergiebt sich folgendermaassen:

Es sei

die horizontale Componente des Erdmagnetismus $= P$
das Moment der Galvanometernadel $= M$
ihr Trägheitsmoment und ihre Schwingungsdauer $= k$ und T
das ihr durch einen Strom von der Intensität Eins ertheilte
Drehungsmoment $= d$.

Wird die Nadel durch den constanten Strom I_2 um den Winkel α abgelenkt, so ist, wenn α klein ist:

$$PM\alpha = I_2\,d,$$

oder, da nach §. 156

$$PM = \frac{\pi_2 k}{T^2} \text{ ist},$$

$$\pi^2 k\alpha = T^2 I_2 d.$$

Wird die Nadel nach ihrer Ablenkung um α durch den momentanen Strom i_2 getroffen, so können wir annehmen, wenn α klein ist, dass der Strom i_2 auf die Nadel ebenso wirke, wie wenn sie sich in der Ruhelage

befände. Wird dabei der Ausschlag um den Werth $\beta - \alpha$ vermehrt, so ist noch mit Berücksichtigung der Dämpfung der Schwingungen die der Nadel durch den momentanen Strom ertheilte Geschwindigkeit:

$$C = \frac{d i_2}{k} = (\beta - \alpha) \frac{\pi}{T} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}},$$

wo λ das logarithmische Decrement der Schwingungen ist (vergl. §. 185). So ergiebt sich

$$\frac{i_2}{I_2} = \frac{\beta - \alpha}{\alpha} \frac{T}{\pi} e^{\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi}{\lambda}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

Da bei den Versuchen nicht immer abgewartet wurde, dass die Nadel genau den Stand α angenommen hatte, so musste in $\beta - \alpha$ statt α der Werth α_1 substituirt werden, dem ihr Ausschlag zur Zeit des Inductionsstromes entsprach.

Der Widerstand w_0 des Drathes CD war schwierig zu bestimmen; 627
es wurde deshalb bei einem zweiten Versuche in denselben noch ein Drath von bestimmtem Widerstande $w'_0 - w_0$ eingefügt, wodurch sich der Widerstand des nun in die Schliessung zwischen C und D eingefügten Drathes auf w'_0 vermehrt hatte.

Bezeichnen I'_2 und i'_2 die bei diesem Widerstande erhaltenen Intensitäten des primären und inducirten Stromes in dem Schliessungszweige $CI_2\,GD$, so ist nach Einsetzen dieser Werthe in die Gleichung 5:

$$\varepsilon = \frac{w'_0 - w_0}{\left(\frac{I'_2}{i'_2}\right) - \left(\frac{I_2}{i_2}\right)} \frac{1}{V} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

Um diese Einfügung vorzunehmen, war der Drath CD horizontal ausgespannt und trug ein Quecksilbernäpfchen, welches auf verschiedene Stellen des Drathes geschoben werden konnte. Das eine Ende des Drathes wurde bei C, das Quecksilbernäpfchen bei D mit der Leitung verbunden. Der Drath bestand aus Kupfer, dessen specifische Leitungsfähigkeit gleich 1 gesetzt wurde. Die Länge des eingefügten Drathes betrug 14,9097 Zoll, die Dicke des Drathes 0,4061 Quadratlinien. So ist sein Widerstand etwa

$$w'_0 - w_0 = \frac{5000}{1 \text{ Zoll}}.$$

Dieser Widerstand ist proportional der Länge, umgekehrt proportional dem Querschnitte des Drathes, also eine Grösse des — 1ten Grades in Bezug auf die Längendimension. Da $\frac{1}{V}$ ebenso eine Grösse des — 1ten Grades ist, so ist ε eine Grösse des — 2ten Grades in Bezug auf die Längendimension.

Als Galvanometer diente bei den Versuchen ein Multiplicator von 628
200 Windungen von Kupferdrath von $^1/_{66}''$ Dicke, in welchem ein 4″ langer, $^1/_2''$ breiter und dicker, mit einem Spiegel versehener Magnet schwang,

dessen Stellung an einer 12′ entfernten Scala abgelesen wurde. Die Inductionsspiralen waren aus demselben Drath gewickelt wie der Multiplicator. Die inducirende A_1 bestand aus zwei ineinander befindlichen Spiralen von 1″ Höhe, von denen die eine 1,48″ inneren, 1,66″ äusseren Radius, die andere 1,3″ inneren, 1,48″ äusseren Radius besass. Diese beiden Spiralen wurden mit ihren Axen senkrecht aufgestellt. — In diese Spiralen war die inducirte Spirale A_2 von 1″ Höhe, 0,5″ innerem und 1,155 äusserem Radius so eingeschoben, dass die Grundflächen der Spiralen in der gleichen Ebene lagen. Dieselbe wurde durch einen an ihrer oberen Fläche befestigten, über eine Rolle gehenden Faden in die Höhe gezogen. Die Drathleitungen waren so vorgerichtet, dass durch die hierbei bewirkte Aenderung ihrer Lage keine besondere Einwirkung auf die Nadel des Galvanometers ausgeübt wurde.

Zur Verstärkung der Induction wurde der Strom zwischen den beiden inducirenden Spiralen getheilt. Hierdurch ändert sich der Werth des Potentials V in V_I. Sind die Potentiale der inneren und äusseren inducirenden Spirale auf die inducirte V_i und V_a, sind ihre Widerstände w_i und w_a, so ist

$$V_I = V_i \frac{w_a}{w_i + w_a} + V_a \frac{w_i}{w_i + w_a}.$$

Durch Rechnung ergab sich

$$V_i = -\ 2{,}229000\ \text{(Zoll)};\ V_a = -\ 2{,}519000\ \text{(Zoll)},$$

woraus $$V_1 = 2{,}383000\ \text{(Zoll)}.$$

Es ergab sich ferner:

$$\frac{I'_2}{i'_2} = 0{,}4283; \qquad \frac{I_2}{i_2} = 0{,}0252,$$

woraus dann nach Gleichung 7 folgt:

$$\varepsilon = \frac{1}{192\ \text{Quadratzoll}}.$$

Wir wiederholen, dass hier bei der Messung der Intensitäten der Ströme das elektrodynamische Maass des §. 19 zu Grunde gelegt ist.

Nähme man als Einheit der Geschwindigkeit für die durch die elektrodynamische Wirkung gegen einander bewegten Stromelemente die Geschwindigkeit von 1000 Fuss (313853^{mm}) in der Secunde; als Einheit des Widerstandes den eines Kupferdrathes von einer Quadratlinie (4,75 Quadratmillimeter) Querschnitt und 0,434 Zoll ($11{,}35^{mm}$) Länge, so wäre die Inductionsconstante ε gleich Eins.

Würde das Geschwindigkeitsmaass und das Widerstandsmaass in gleichem Verhältniss geändert, so würde sich der Werth der Inductionsconstante ε nicht ändern, da dann die Werthe $\frac{I}{i}$ und $w'_0 - w_0$ in Formel 7 in gleicher Weise variiren.

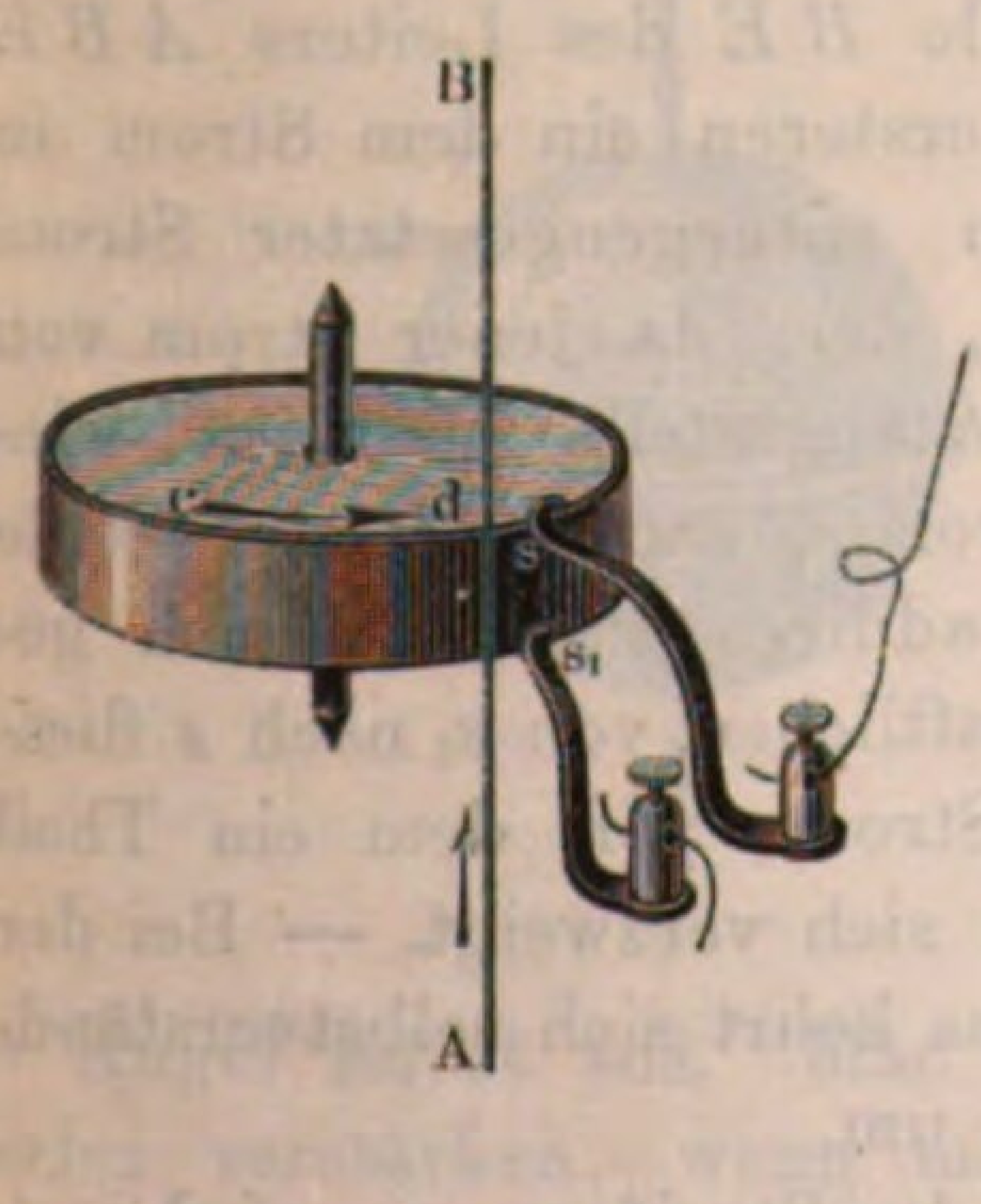
Zweites Capitel.

Induction in körperlichen Leitern.
Rotationsmagnetismus.

Wie in linearen Leitern, so werden auch in Leitern von mehreren Dimensionen Ströme inducirt, deren Richtung im Allgemeinen stets unter Anwendung des Lenz'schen Satzes erkannt werden kann. Einige einfachere Fälle der Art, bei welchen die Induction durch galvanische Ströme geschieht, sind schon früher von Nobili beobachtet worden. Man erhält bei denselben zugleich continuirlich andauernde Inductionsströme. 629

Nobili[1]) setzte z. B. einen verticalen, an dem Rande einer Holzscheibe von 5 Zoll Durchmesser befestigten Kupferstreifen, Fig. 277, in schnelle Rotation. An dem oberen und unteren Rande der Scheibe wurden an zwei Punkten die Enden zweier zum Galvanometer führender Dräthe (besser zwei mit denselben verbundene Federn) aufgesetzt. Befindet sich nun ein verticaler, in der Richtung des Pfeiles, z. B. von unten nach oben, vom Strom durchflossener Leiter AB, Fig. 277, neben dem Kupferstreifen, und rotirt letzterer in der Richtung des Pfeiles cd, so entfernen sich die gerade vor dem Leiter AB befindlichen Theile des Streifens bei ihrer Bewegung gegen die Ableitungspunkte ss_1 hin von AB. In ihnen entsteht dann bei gleichmässiger Rotationsgeschwindigkeit ein continuirlicher Inductionsstrom, der dem in AB vorhandenen Strome

Fig. 277.



[1]) Nobili, Antologia di Firenze, 1832, Nro. 142; Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 401. 1833.*

gleichgerichtet ist, also in unserer Figur von s_1 nach s fliesst. Ein Theil des Stromes gleicht sich in den von AB entfernter liegenden Theilen des Kupferstreifens selbst aus, ein anderer Theil verzweigt sich von s und s_1 aus durch die daselbst anliegenden Federn. — Wird die Holzscheibe mit dem Kupferstreifen entgegengesetzt gedreht, so nähern sich die Theile desselben dem Leiter AB bei ihrem Durchgange durch die Linie ss_1; der Strom ist dann dem Strom in AB entgegengerichtet und fliesst von s nach s_1.

630 Lässt man den Kupferstreifen rotiren, während in der Höhe seines oberen Randes ein horizontaler geradliniger Leiter ABE, Fig. 278, oder ein kreisförmiger Leiter ABE, Fig. 279, liegt, so entfernen sich, wenn der Streifen in der Richtung des Pfeiles cd rotirt, die unter ss_1 liegenden Theile desselben von den zwischen A und B liegenden Stellen des Stromleiters ABE. Fliesst nun z. B. der Strom in ABE in der Richtung von A nach B und E, so wird dadurch in den Theilen unter ss_1 ein Strom inducirt, welcher dieselben den Theilen AB des Stromleiters durch seine elektrodynamische Wirkung nähern würde, also wie der Strom AB zur Kreuzungsstelle beider Ströme hinfliesst, d. h. die Richtung $s_1 s$ hat. Ebenso wird durch die Annäherung der links von ss_1 liegenden Theile des Streifens an die Theile BE des Leiters ABE in den ersteren ein dem Strom in letzterem entgegengesetzter Strom inducirt, der, da jener Strom von der Kreuzungsstelle fortfliesst, wiederum von s_1 nach s fliesst. Beide Ströme addiren sich zu einem gemeinschaftlichen, von s_1 nach s fliessenden Strom, von dem ein Theil durch die Dräthe e und f zum Galvanometer sich verzweigt. — Bei der Umkehrung der Rotationsrichtung des Streifens kehrt sich selbstverständlich auch die Richtung der inducirten Ströme um.

Fig. 278.

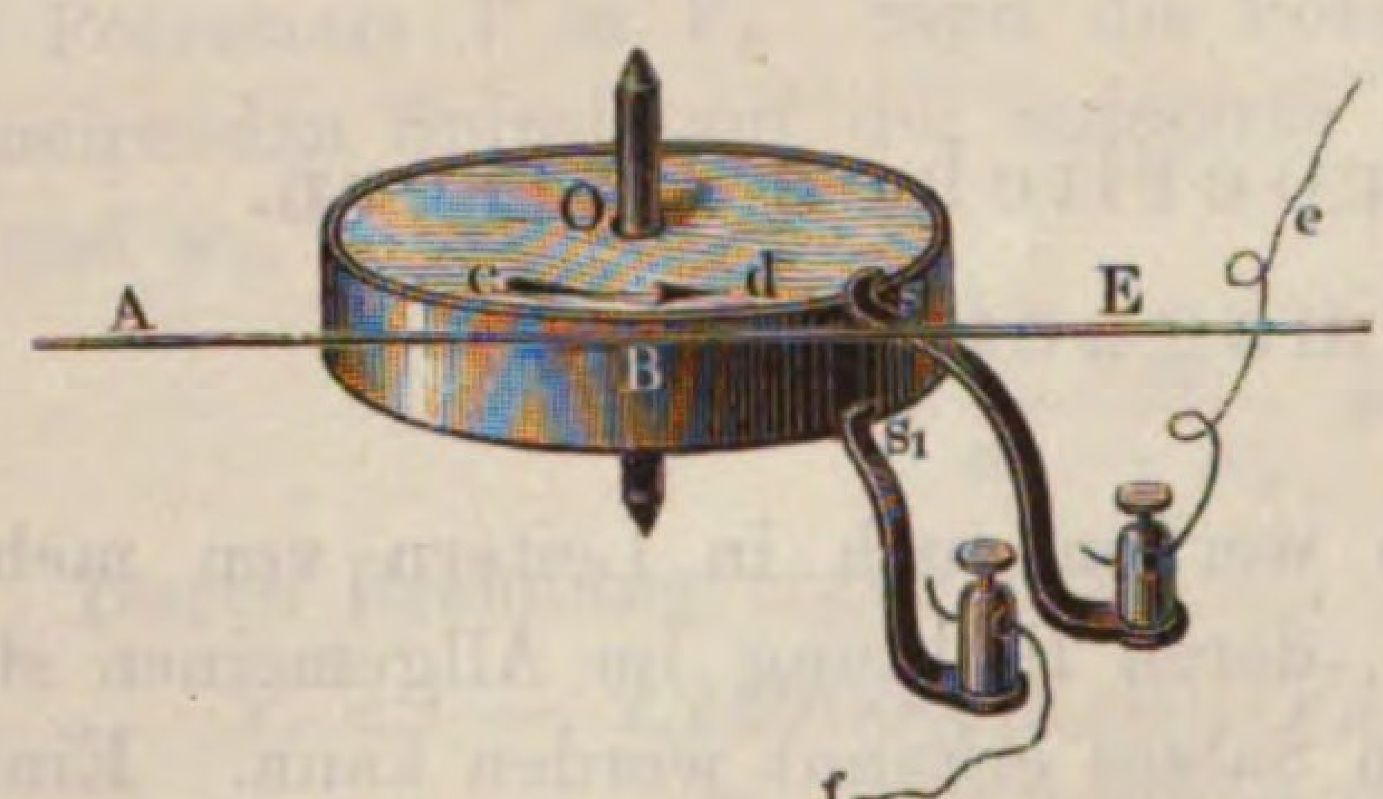
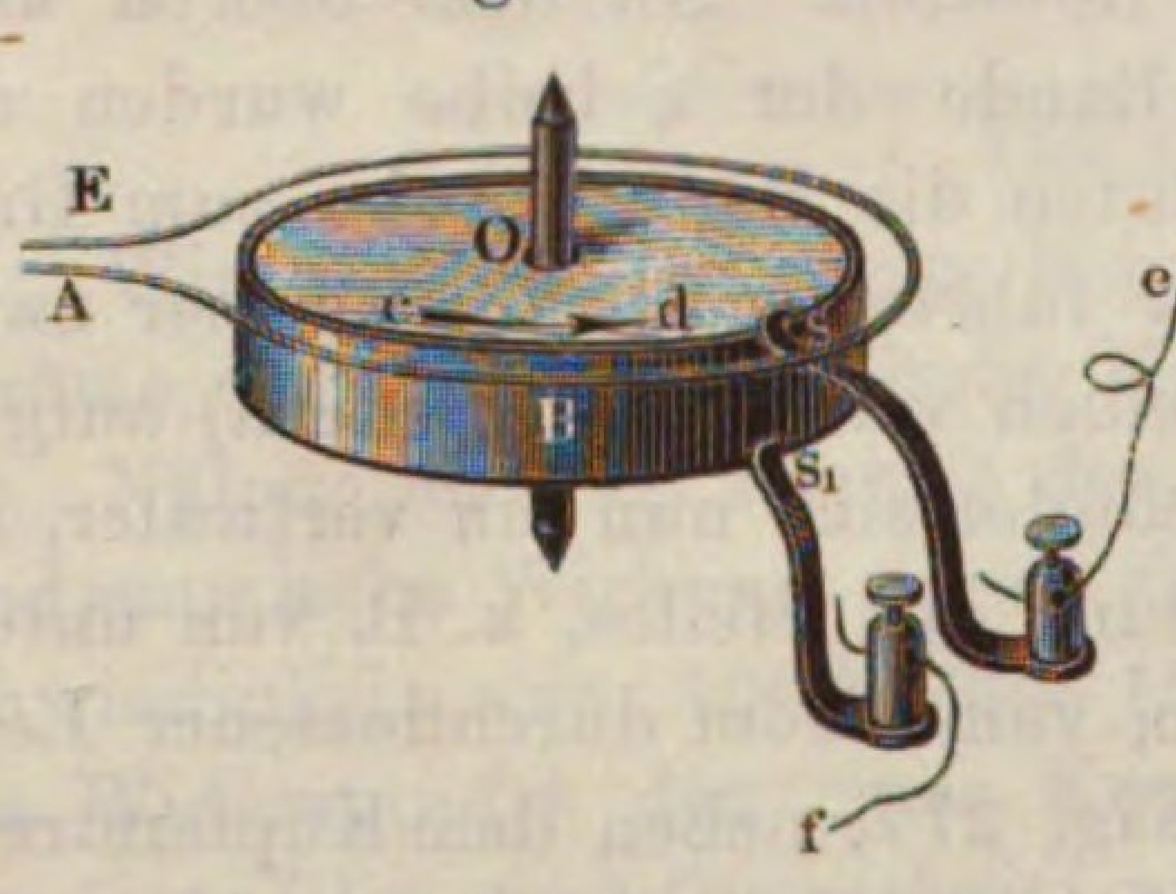


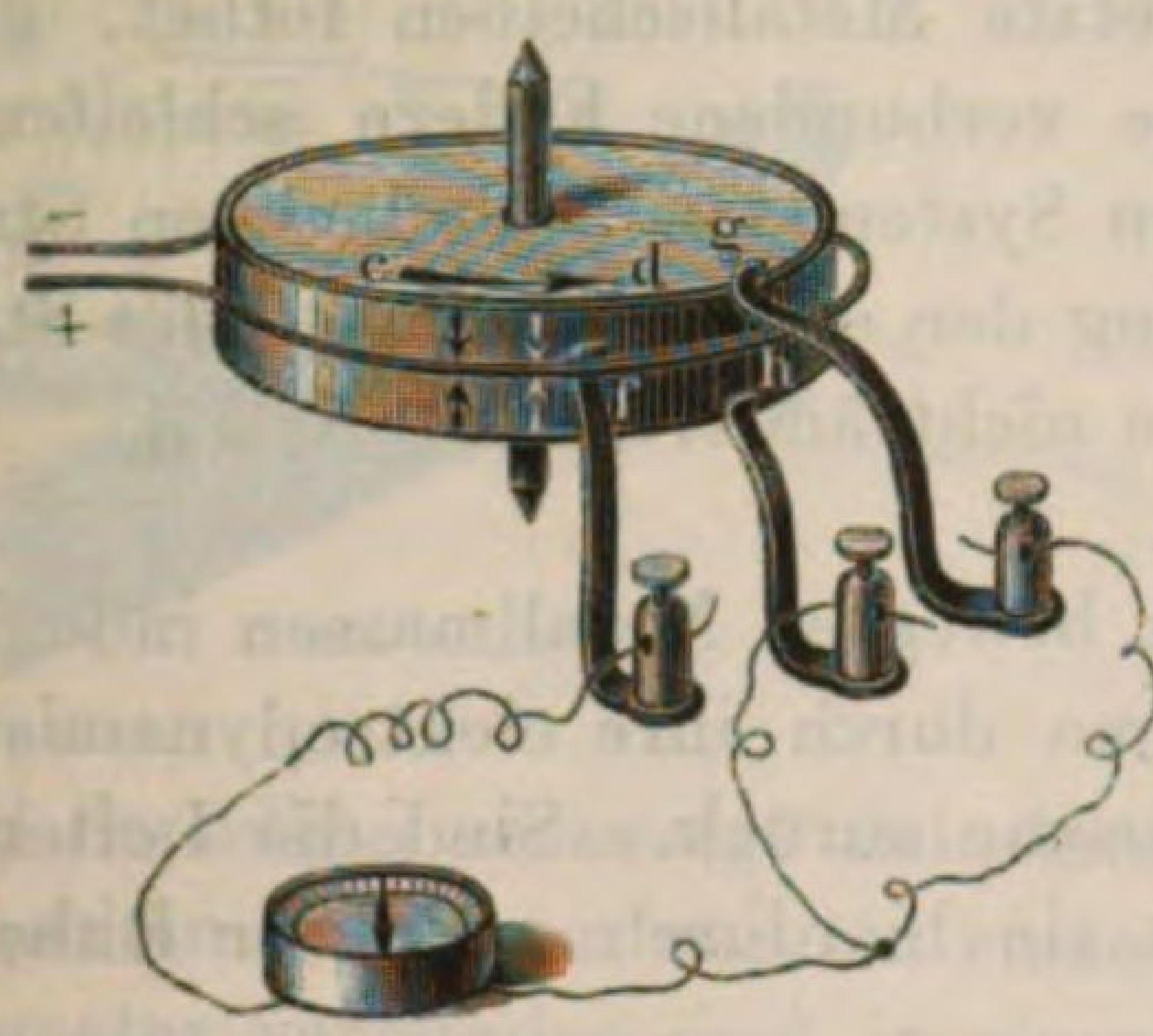
Fig. 279.



Liegt der Stromleiter auf halber Höhe des Streifens, so wird analog in der oberen und unteren Hälfte die Richtung der inducirten Ströme die entgegengesetzte sein, und zwar werden, je nachdem die Richtung der Rotation des Streifens der Richtung des Stromes im Leiter gleich- oder entgegengerichtet ist, die inducirten Ströme von beiden Rändern des

Streifens zu seiner Mitte oder von letzterer zu seinen Rändern fliessen. Lässt man also eine Feder *f*, Fig. 280, gegen die Mitte des Streifens, zwei andere Federn *g* und *h* gegen die Ränder desselben schleifen, verbindet die Feder *f* mit dem einen Ende des Drathes eines Galvanometers, und die beiden Federn *g* und *h* mit dem anderen Ende desselben, so erhält man in demselben einen Strom; nicht aber, wenn man nur die Federn *g* und *h* mit dem Galvanometer verbindet.

Fig. 280.



Lässt man eine dicke massive Platte oder Kugel von Kupfer, Fig. 281, neben einem geraden oder inmitten eines kreisförmigen Leiters rotiren, dessen Ebene auf der Rotationsaxe senkrecht steht, so entstehen in derselben ganz ebenso inducirte Ströme, welche also in der Kugel von den Polen zu dem in der Ebene des Leiters liegenden Aequator derselben, oder umgekehrt fliessen. Ohne eine Ableitung der Pole der Kugel einerseits, der äquatorialen Zone derselben andererseits zum Galvanometer würde man nur eine Anhäufung von statischer Elektricität an den Polen und am Aequator erhalten. 631

Liegt der kreisförmige Leiter in einer durch die Rotationsaxe gelegten Meridianebene der Kugel, so haben die in ihr inducirten Ströme die in Fig. 282 angedeutete Richtung und gleichen sich in der Masse

Fig. 281.

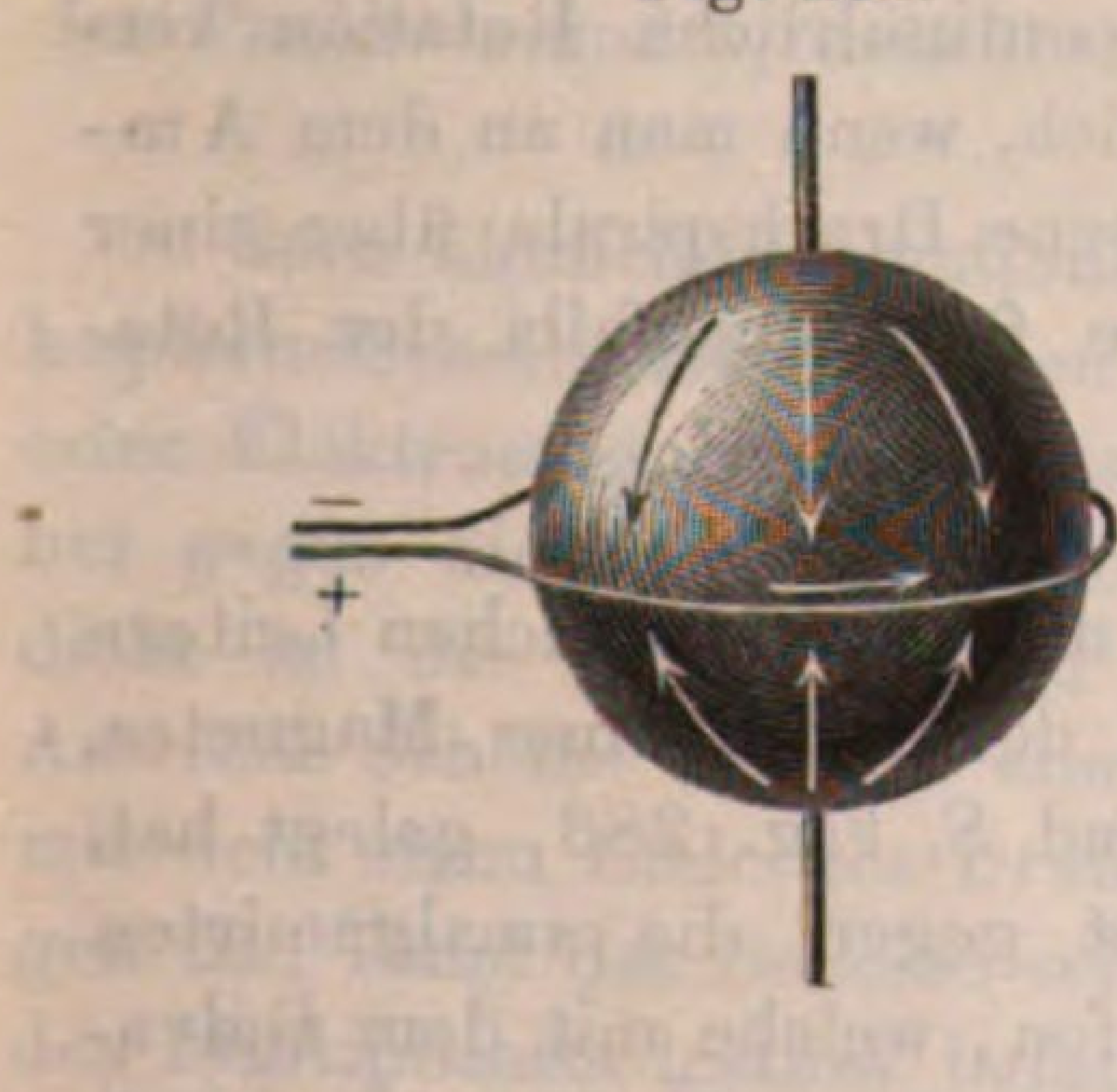
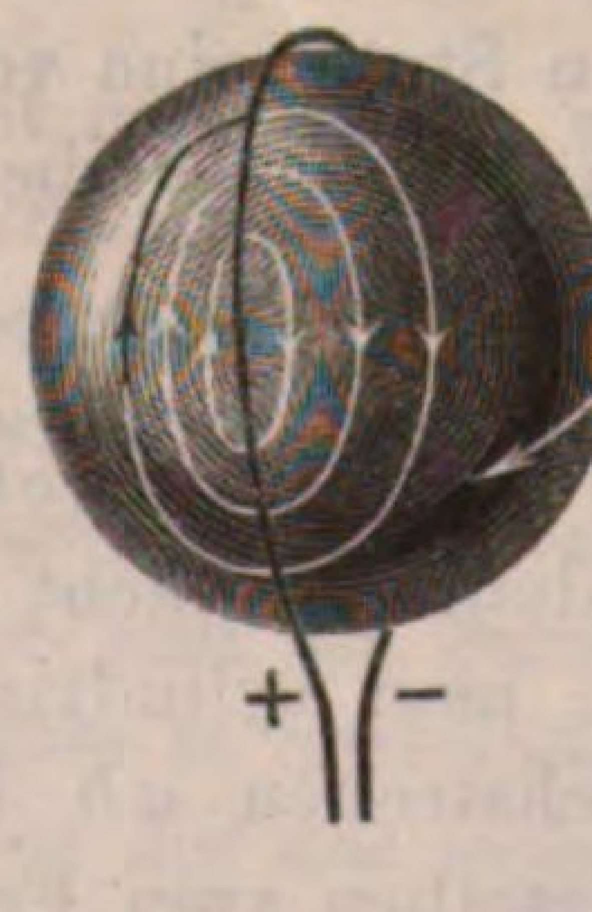


Fig. 282.



der Kugel selbst aus. Man kann die Intensität der inducirten Ströme hierbei verstärken, wenn man den inducirenden Leiter aus mehreren Windungen bildet.

Nähert man der Kugel eine Declinationsnadel an verschiedenen Stellen, so wird ihr einer oder anderer Pol von derselben angezogen, indem die in sich geschlossenen Inductionsströme auf die Nadel wie ein in der Kugel liegender Magnet wirken.

Wird der kreisförmige Leiter mit der rotirenden Kugel oder den rotirenden Kupferringen fest verbunden, indem man z. B. seine Enden an zwei auf die Rotationsaxe aufgesetzte Metallscheiben löthet, gegen welche zwei mit den Polen der Säule verbundene Federn schleifen, so kann man bei der Rotation des ganzen Systems keine inducirten Ströme erhalten, da sich nun die relative Stellung der einzelnen Punkte des Stromleiters und der inducirten Kupfermasse nicht ändert.

632 Die durch galvanische Ströme in bewegten Metallmassen inducirten Ströme wirken wie alle anderen Ströme durch ihre elektrodynamischen Eigenschaften auf die inducirenden Ströme zurück. Sind die Leiter der letzteren daher beweglich, so können sie hierdurch aus ihrer Ruhelage abgelenkt werden.

Hängt man z. B. einen in Form eines Parallelogrammes gebogenen Kupferdrath an zwei Stahlspitzen in dem Ampère'schen Statif, Fig. 18, auf, so stellt er sich durch die Einwirkung des Erdmagnetismus mit seiner Ebene von Ost nach West ein. Bringt man jetzt unter die untere Seite des Parallelogrammes eine rotirende Kupferscheibe, so dass die erstere mit dem Durchmesser der letzteren zusammenfällt, so werden bei der Rotation der Scheibe in ihren, der unteren Seite des Parallelogrammes sich nähernden Theilen Ströme inducirt, die den Strömen in jener Seite entgegengerichtet sind; in den von derselben sich entfernenden Theilen aber gleichgerichtete Ströme. Die ersteren Ströme stossen den Drath ab, die letzteren ziehen ihn an, so dass das Drathparallelogramm im Sinne der Rotation der Scheibe aus seiner Lage abgelenkt wird.

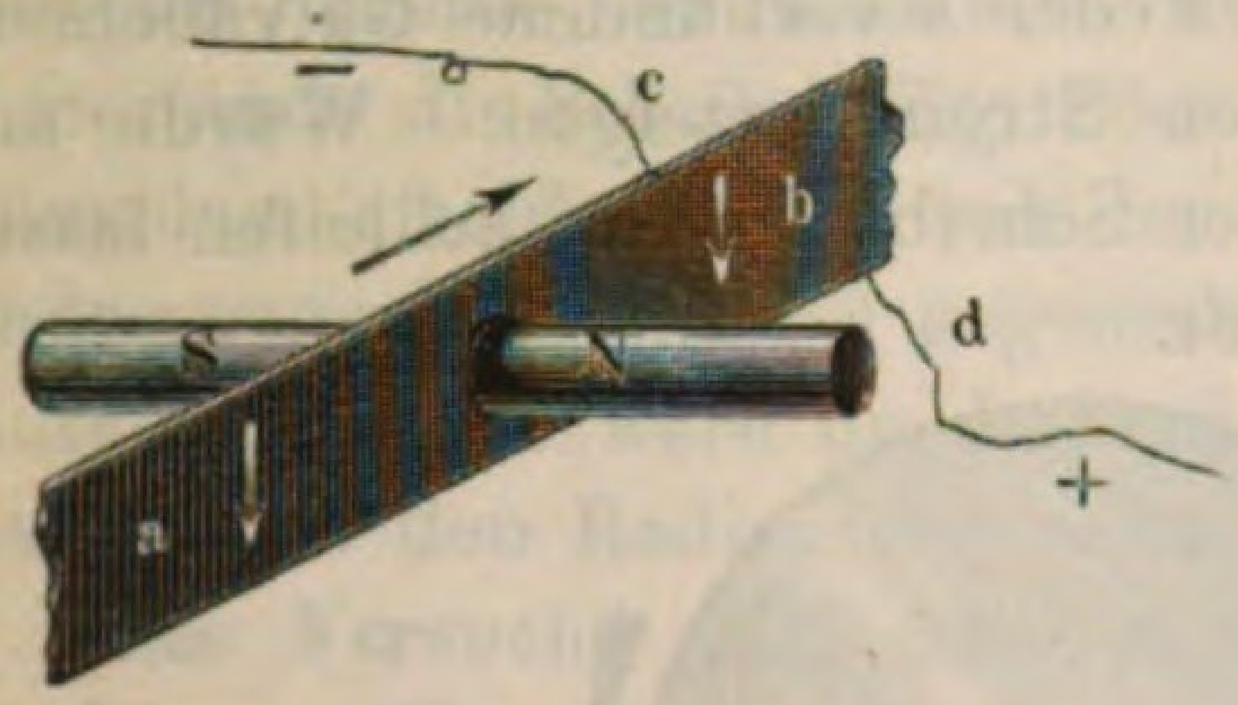
Lässt man bei diesen Versuchen die Kupferscheibe z. B. unter dem Fig. 13 §. 11 abgebildeten Apparat rotiren, so kann man den auf demselben schwebenden Drath leicht in eine continuirliche Rotation versetzen [1]). — Analoge Erscheinungen zeigen sich, wenn man an dem Ampère'schen Statif eine vom Strom durchflossene Drathspirale über einer rotirenden Kupferscheibe aufhängt. Dieselbe folgt ebenfalls der Rotation der Scheibe [2]).

633 Auch durch Magnetoinduction kann man in körperlichen Leitern Ströme induciren. Zieht man z. B. zwischen den Polen eines Magnetes, auf welche man cylindrische Halbanker *N* und *S*, Fig. 283, gelegt hat, einen Blechstreifen *ab* hindurch, und lässt gegen die amalgamirten Ränder desselben zwei Federn *c* und *d* schleifen, welche mit dem Galvanometer verbunden sind, so werden in den einzelnen Theilen des Streifens Ströme erregt, auf welche die Magnetpole eine derartige elektromagnetische Wirkung ausüben, dass sie die Bewegung desselben zu hemmen streben. Bei der in der Figur durch den Pfeil angedeuteten Bewe-

1) Pohl, Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 395. 1826.* — 2) Ampère und Colladon, Bullet. d. Sciences, T. VI, p. 211; Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 518. 1826.*

gungsrichtung des Streifens *ab* müssen die Ströme also von oben nach unten fliessen, da durch solche Ströme die Magnetpole aus der Ebene der Figur nach vorn hin, der Streifen also umgekehrt, seiner Bewegungsrichtung entgegen nach hinten bewegt würde. Der grösste Theil dieser Ströme gleicht sich in den, von den Magnetpolen entfernteren Stellen des Streifens aus; ein Theil derselben verzweigt sich durch das Galvanometer. — Diese Wirkung tritt schon ein, wenn nur ein einzelner Drath, dessen Enden mit dem Galvanometer verbunden sind, in einer gegen seine Axe senkrechten Richtung in der äquatorialen Ebene zwischen den Magnetpolen durchgeschoben wird. — Zieht man eine in einer Ebene gewundene Drathspirale, die man mit dem Galvanometer verbunden hat, zwischen den Magnetpolen durch, so dass ihre Ebene mit der Aequatorialebene zusammenfällt, so behält der inducirte Strom eine constante Richtung, bis die Mitte der Spirale sich zwischen den Magnetpolen befindet, und kehrt sich bei weiterem Fortschieben der Spirale um, da jetzt die inducirten Ströme in den diametral entgegengesetzten Hälften der Windungen der Spirale zwar in Bezug auf die Lage der Magnetpole in der gleichen, in Bezug auf die fortlaufende Richtung des Drathes der Spirale aber in entgegengesetzter Richtung fliessen wie vorher.

Fig. 283.

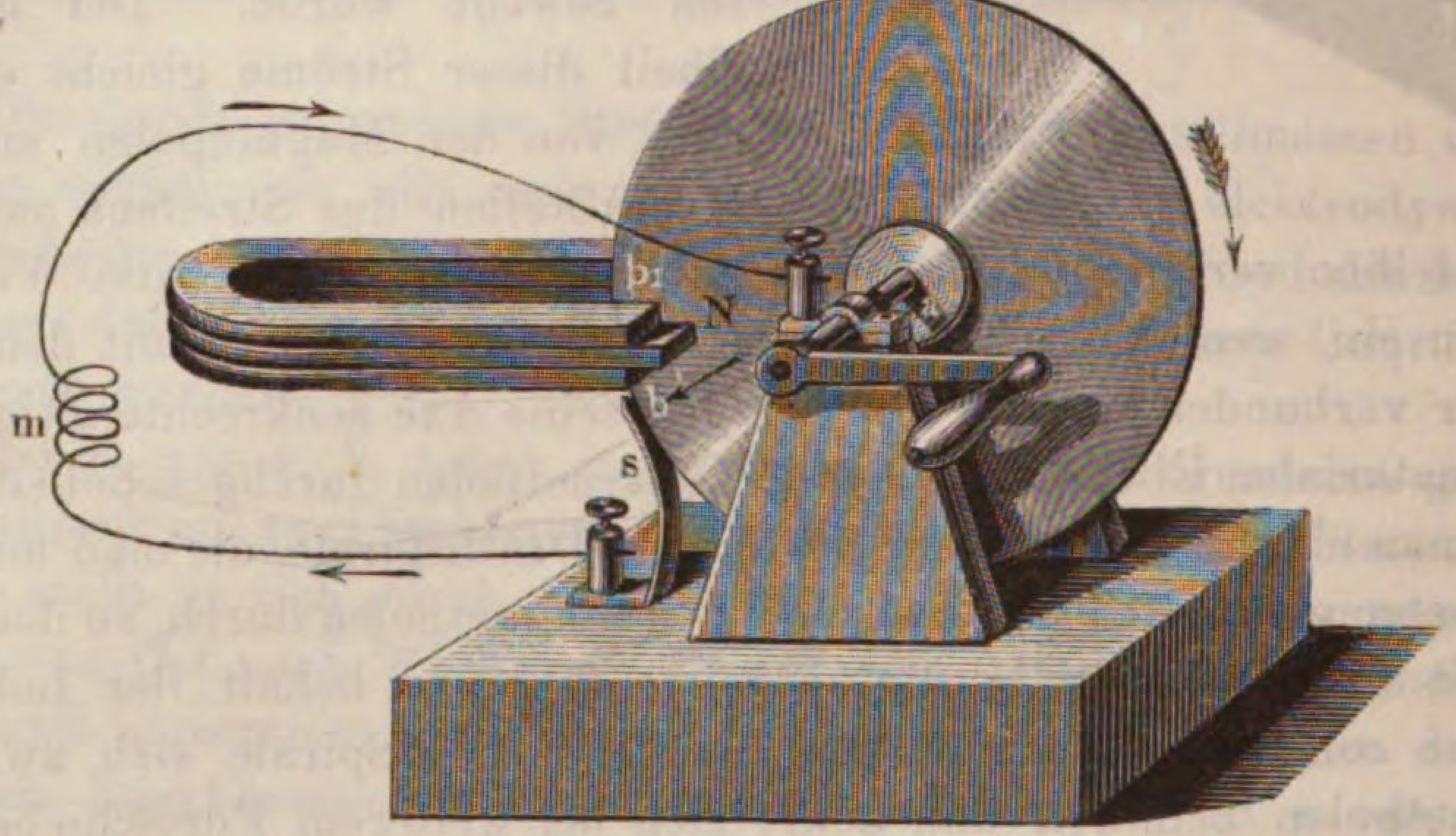


Lässt man analog dem oben beschriebenen Versuch einen reifenförmigen, auf einer Holzscheibe befestigten Metallstreifen (wie in Fig. 277) vor dem einen Pol eines Magnetes rotiren, so erhält man bei Ableitung der Punkte s und s_1 desselben zum Galvanometer constante Ströme.

Ganz ähnliche Inductionserscheinungen erhält man, wenn man eine kupferne Scheibe zwischen den Polen *N* und *S* (Fig. 284 a. f. S.) eines Magnetes oder Elektromagnetes in Rotation versetzt. Zweckmässig legt man hierbei gegen die Pole noch zwei cylindrische Halbanker, deren Enden bis dicht an die beiden Seiten der Scheibe herangehen. Die metallene Axe der Scheibe ruht in einem metallenen Lager und ist durch dieses mit dem einen Ende des Drathes eines Multiplicators *m* verbunden. Gegen den Rand der Scheibe schleift eine Feder *s*, an der das andere Ende des Multiplicatordrathes befestigt wird. Bei der Rotation der Scheibe weicht die Nadel des Multiplicators aus. Wiederum werden in allen einzelnen Radien der Scheibe Ströme inducirt, durch deren elektromagnetische Wechselwirkung mit den Magnetpolen die Bewegung der Scheibe selbst gehemmt wird. Dieselben müssen also von dem Centrum der Scheibe zu ihrer Peripherie fliessen, wenn, wie in der a. f. S. gezeichneten Figur, der Nordpol des Magnetes sich vor, der Südpol hinter der rotirenden Scheibe befindet, und dieselbe in der durch den Pfeil angedeuteten 634

Richtung rotirt. Liegt daher die Feder *s* gegen einen Punkt *b* oder b_1 der Peripherie, welcher vor oder hinter den Magnetpolen liegt, so wird das mit der Axe der Scheibe und der Feder *s* verbundene Galvanometer in beiden Fällen einen gleichgerichteten Strom anzeigen. Würde man daher an beiden Punkten *b* und b_1 der Scheibe Federn schleifen lassen,

Fig. 284.



welche mit dem einen Ende des Drathes des Galvanometers verbunden sind, während das andere Ende desselben zur Axe der Scheibe geführt ist, so addiren sich die beiden, von *a* nach *b* und b_1 gehenden Ströme. — Keinen Strom erhält man indess, wenn man nur die beiden gleich weit vor und hinter den Magnetpolen liegenden Punkte *b* und b_1 mit dem Galvanometer verbindet. — Bei umgekehrter Rotation der Scheibe oder Verwechselung der Magnetpole kehrt sich die Richtung der Inductionsströme in ihr um.

Legt man an die Axe und den Rand der Scheibe keine ableitenden Dräthe, so gleichen sich die Ströme, welche in ihren, den Magnetpolen zunächst liegenden Radien inducirt werden, völlig in den ferneren Theilen der Scheibe aus (vergl. §. 636). Legt man daher an zwei ungleichweit von den Magnetpolen entfernte Punkte derselben Federn, welche mit dem Galvanometer verbunden sind, so erhält man in demselben Ströme, welche von den, in der Scheibe circulirenden Strömen abgezweigt sind [1]).

Ganz gleiche Ströme treten in der Scheibe auf, wenn man sie nur vor einem Magnetpol in Rotation versetzt, z. B. dieselbe in horizontaler Richtung auf die Axe einer Centrifugalmaschine aufsetzt, und unter ihr einen verticalen Magnetstab aufstellt, dessen einer Pol sich dicht unter ihrer Ebene befindet. — Befindet sich der Magnet in der Drehungsaxe der Scheibe, so tritt hierbei die unipolare Induction ein (vergl. §. 575).

Bringt man denselben Pol des Magnetes statt unter der Ebene der Scheibe, dicht über derselben an, so kehrt sich die Richtung der Inductions-

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 81 u. folgde;* vergl. auch Nobili l. c.

ströme um, da nun in Bezug auf ihre Bewegung die Richtung der Molekularströme im Magnet umgekehrt erscheint. — Liegt der Magnet in der Ebene der Scheibe, so muss also die inducirende Wirkung Null sein.

Bestände die Scheibe, Fig. 284, statt aus einer massiven Metallplatte, aus einzelnen strahlenförmig von der Axe ausgehenden Spitzen, welche nach einander gegen die Feder *s* gegenschlügen und zwischen den Magnetpolen hindurchgingen, so wäre die Induction in den einzelnen Spitzen dieselbe, wie vorher in den Radien der vollen Scheibe.

Diese Versuche sind gewissermaassen die Umkehrung der §. 133 beschriebenen Experimente mit dem Barlow'schen Rade. Wie das daselbst gezeichnete Spitzenrad unter dem Einfluss eines Magnetes rotirt, wenn durch dasselbe ein Strom in radialer Richtung geleitet wird, so rotirt in gleicher Weise eine an Stelle des Spitzenrades gesetzte volle Scheibe; umgekehrt wird in beiden, wenn sie mechanisch zwischen den Magnetpolen in Rotation versetzt werden, ein Strom inducirt, der durch seine elektromagnetische Wirkung die Rotation der Scheibe aufhalten würde.

Es bietet ein besonderes Interesse dar, die Richtung der Inductions- 635 ströme zu bestimmen, welche in einem, vor einem Magnetpole rotirenden Metallreifen oder einer vor demselben rotirenden Metallscheibe inducirt werden.

Bei der mathematischen Berechnung dieser Induction muss man zur Durchführung der Rechnung annehmen, dass die in irgend einem Element der körperlichen Leiter inducirte elektromotorische Kraft dieselbe sei, wie wenn jenes Element isolirt wäre.

Es wird dann in jedem Element eine Richtung sich feststellen lassen, in welcher die inducirte elektromotorische Kraft ein Maximum ist; in anderen Richtungen ist dieselbe stets gleich jener Kraft, multiplicirt mit dem Cosinus der Neigung zwischen letzteren und der Richtung der grössten Induction.

Nach Feststellung der, in verschiedenen Richtungen inducirten elektromotorischen Kräfte kann man dann nach den Kirchhoff'schen Formeln die Stromescurven in dem körperlichen Leiter berechnen.

Bezeichnet u die freie Spannung an jeder Stelle desselben, so muss $\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2} = 0$ sein, wo x, y, z die Coordinaten der einzelnen Punkte bezeichnen; und für die Oberfläche der Körper muss $\frac{du}{dN} = 0$ sein, wo N die auf der Oberfläche errichtete Normale angiebt.

Dabei ist indess zu beachten, dass die inducirte elektromotorische Kraft nicht plötzlich verschwindet, bei sehr schnellen Bewegungen des inducirten Körpers also auch die Induction in Betracht zu ziehen ist, welche in demselben kurz vor dem Augenblick stattfindet, für welchen man die Stromescurven berechnen will (§. 637 und folgende).

Mit Hülfe seiner Theorie der Induction hat Felici diese Rechnung für eine über einem Magnetpol rotirende kreisförmige Scheibe durchgeführt.

636 Auf experimentellem Wege lässt sich die Richtung der Strömungen in bewegten Metallstreifen und rotirenden Scheiben am einfachsten in der Weise lösen, dass man gegen die einzelnen Stellen derselben zwei, mit den Enden des Galvanometerdrathes verbundene Federn drückt und die Punkte aufsucht, zwischen welchen hierbei kein Strom auftritt. Man bestimmt so zunächst die isoelektrischen Curven, auf denen die Linien vertical stehen, welche die Stromesbahnen bezeichnen. Ein ähnliches Verfahren hat Matteucci [1]) angewendet, indem er namentlich den Mittelpunkt der rotirenden Scheibe und verschiedene andere Punkte derselben mit dem Galvanometer verband.

In Fig. 285 bezeichnen auf diese Weise die starken Linien die isoelektrischen, die feineren Linien die Strömungscurven in einer Scheibe, welche in der Richtung der Pfeile über einem Magnetpol S rotirt, dessen Abstand von dem Mittelpunkte der Scheibe ihrem halben Radius gleich ist.

Fig. 285.

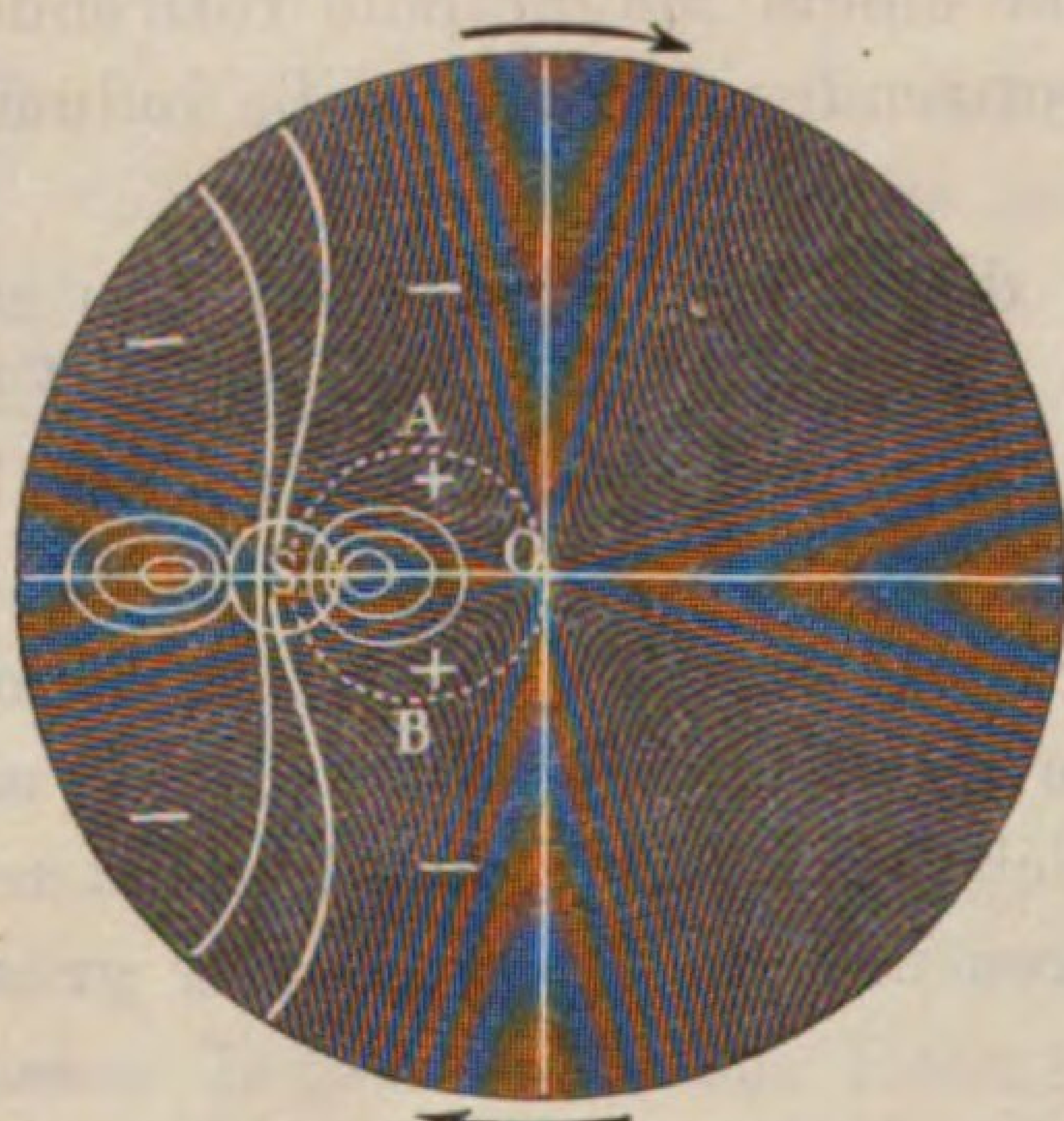
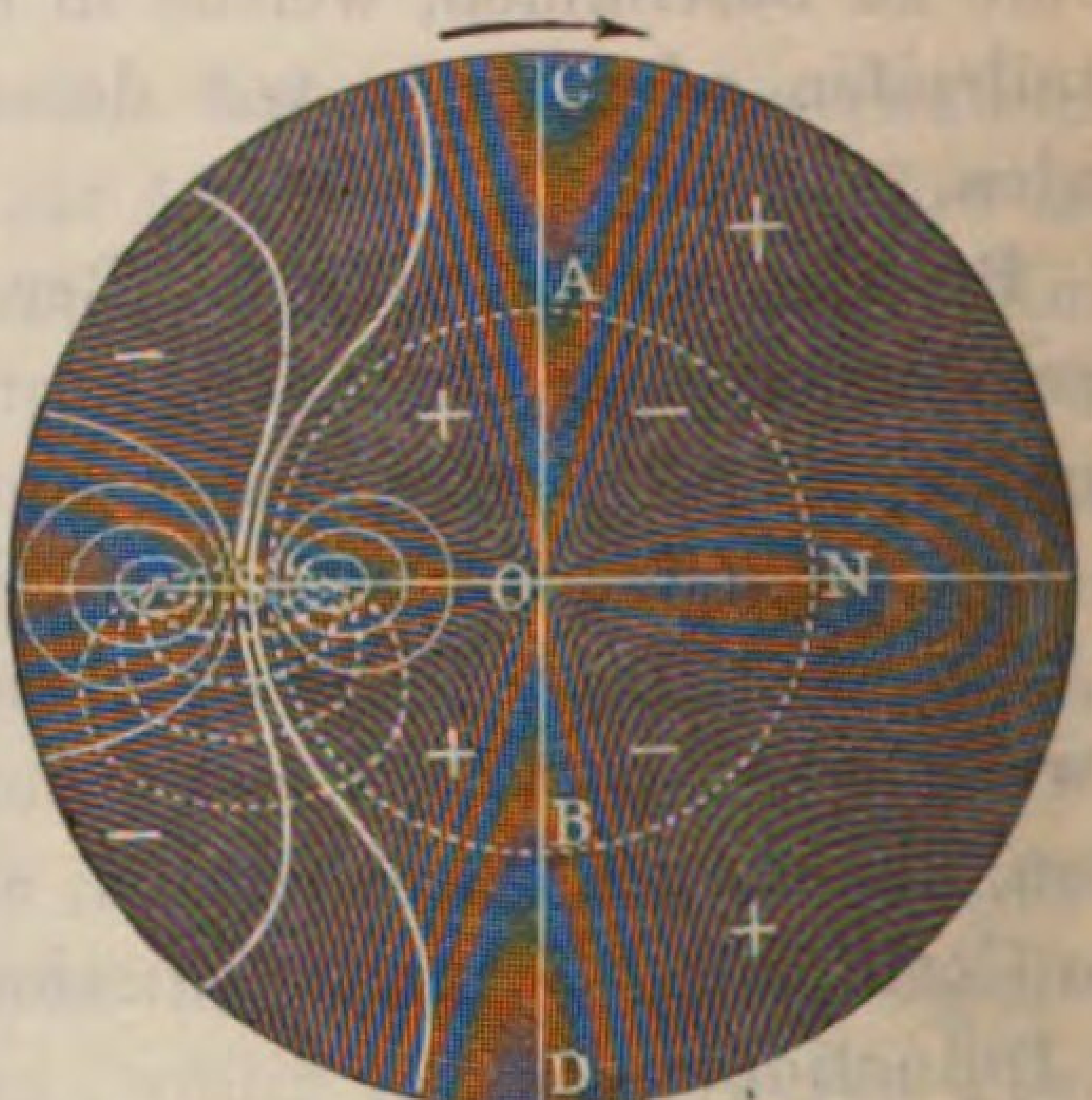


Fig. 286.



Verbindet man den Mittelpunkt O der Scheibe mit dem einen Ende, und einen Punkt, der innerhalb des durch den Pol S gehenden, eine isoelektrische Curve darstellenden Kreises $SABO$ liegt, mit dem anderen Ende des Galvanometerdrathes, so erhält man bei einer bestimmten Richtung der Rotation einen durch das Galvanometer von letzteren Punkten zum Punkt O fliessenden Strom. Bringt man das zweite Ende des Galvanometerdrathes auf Punkte ausserhalb des Kreises $SABO$, so kehrt sich der Strom um, so dass die innerhalb und ausserhalb des Kreises liegenden Punkte der Scheibe verschiedene elektrische Zustände besitzen. Dies ist durch die Zeichen + und — angedeutet. Der Kreis $SABO$ selbst ist demnach eine neutrale Curve ohne Spannung.

1) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIX p. 129. 1857.*

Fig. 286 giebt nach Matteucci dieselben Resultate für eine über den beiden entgegengesetzten Polen N und S eines oder zweier, vertical gestellter Magnete in horizontaler Richtung rotirende Scheibe. — Der, eine isoelektrische Curve darstellende, durch die Pole N und S gehende Kreis ist nicht mit Sicherheit festzustellen; es wäre möglich, dass er durch zwei, durch die Pole und den Mittelpunkt der Scheibe gehende, annähernd kreisförmige Linien ersetzt werden müsste; dann würden die Erscheinungen der Induction auf beiden Seiten des Diameters $CAOBD$, welcher auf der axialen Linie NS senkrecht steht, den in Fig. 285 gezeichneten Erscheinungen

Fig. 287.

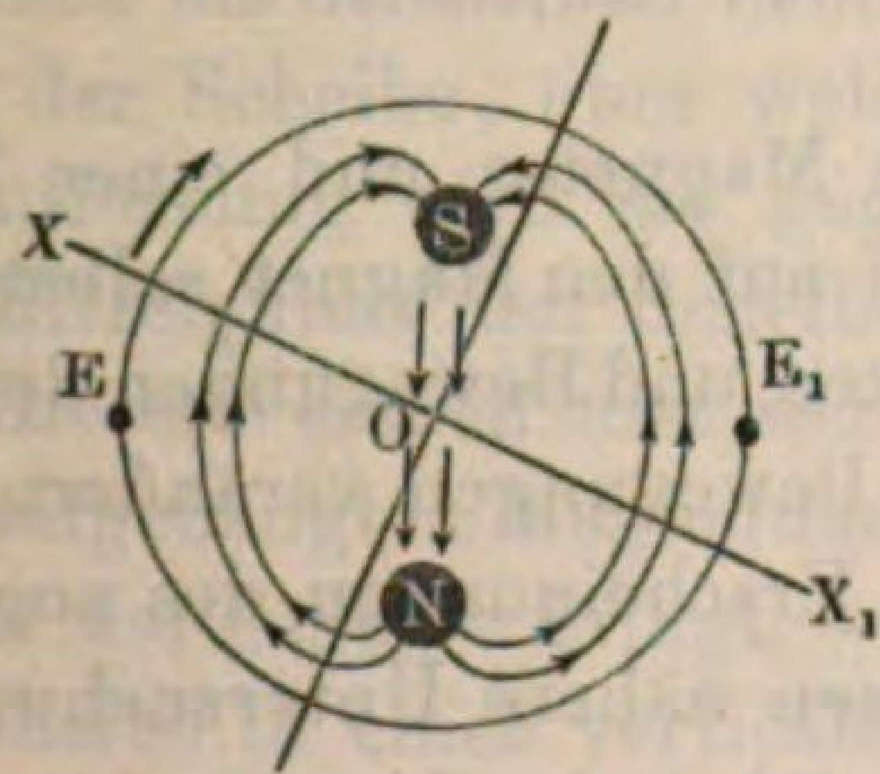
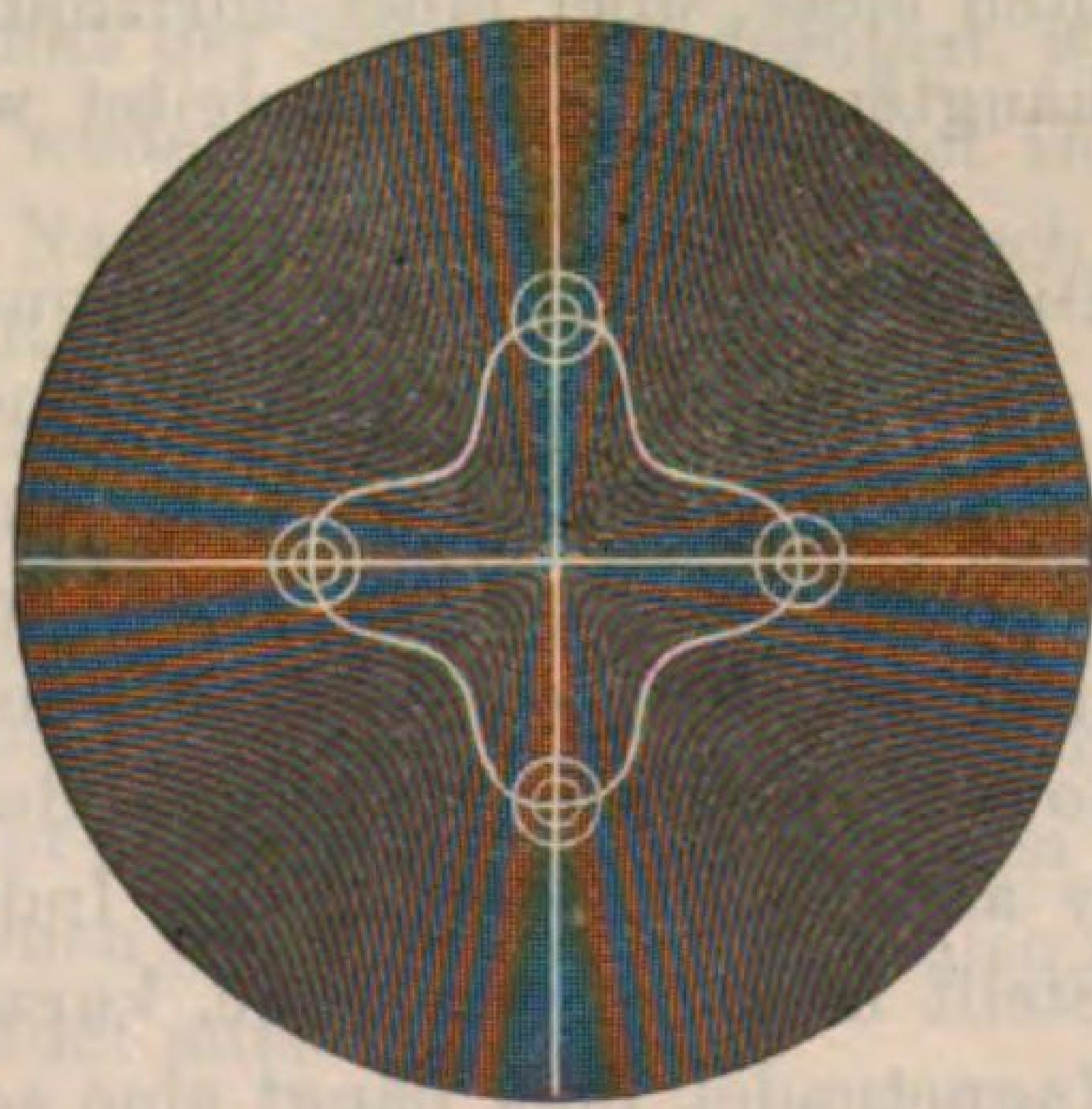


Fig. 288.



analog sein. Der Diameter $CAOBD$ ist gleichfalls eine neutrale Linie, deren Punkte gegen den Mittelpunkt O keine elektrische Spannung zeigen.

Diese Beobachtungen Matteucci's stimmen mit den früheren Darstellungen, namentlich von Nobili [1]), in Betreff der Stromverzweigung im vorliegenden Falle nicht überein, nach denen man statt der von Matteucci aufgestellten vier, nur zwei geschlossene Systeme von Strömungscurven, etwa wie in Fig. 287, annahm.

Fig. 289.



Fig. 288 stellt die isoelektrischen Curven für eine, über vier gleichnamigen Polen N rotirende Scheibe, Fig. 289 für einen ringförmigen, vor einem Pol S rotirenden Metallstreifen dar.

Schon Nobili [2]) beobachtete, dass bei schnellem Drehen der rotiren- 637
den Scheibe die Strömungscurven sich im Sinne der Rotationsrichtung verschieben. Er legte die eine Elektrode eines Galvanometers auf die Mitte, die andere auf einen Punkt E oder E_1 (Fig. 287) der Peripherie der Scheibe, welcher um 90 Grad von der Verbindungslinie der Magnetpole abstand. Bei langsamer Drehung der Scheibe zeigte die Galvanometernadel keine Ablenkung. Bei schnellerer Drehung musste er aber die zweite Elektrode im Sinn der Drehungsrichtung gegen einen Punkt X oder X_1 der Peripherie der Scheibe verschieben, um im Galvanometer

[1]) Nobili, Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 426. 1833*. — [2]) Ibid.

keinen Strom wahrzunehmen. — Ebenso fand Matteucci (l. c.) die Verschiebung der isoelektrischen Curven. Der Winkel, um den sie sich drehten, soll der Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe proportional sein. Die geschlossene neutrale Linie *SANB*, Fig. 286, auf der über zwei Magnetpolen rotirenden Scheibe wurde dabei ein wenig mehr gegen die Mitte derselben zusammengezogen [1]).

Diese Erfahrung würde anzeigen, dass zur völligen Entwickelung der Inductionsströme eine gewisse Zeit erforderlich ist, welche gegen die Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe nicht völlig verschwindet; ein Resultat, welches übrigens schon früher mit grosser Bestimmtheit aus dem Verhalten eines, über einer horizontalen rotirenden Metallscheibe vertical aufgehängten Magnetes abgeleitet worden ist (vergl. §. 644).

638 Die bei der relativen Bewegung eines Magnetes und einer Metallmasse in letzterer inducirten Ströme können auf den Magnet selbst durch ihre elektromagnetische Wirkung zurückwirken und Bewegungen desselben hervorrufen, oder die ihm schon ertheilten Bewegungen verändern. Dies zeigt sich bei den von Arago [2]) entdeckten Erscheinungen des sogenannten Rotationsmagnetismus, durch dessen nähere Untersuchung Faraday auf die Entdeckung der Induction geführt wurde.

Stellt man auf eine feine, kurze, auf einer Glasplatte befestigte Spitze eine Magnetnadel, oder hängt eine solche Nadel horizontal an einem Coconfaden dicht über der Glasplatte auf, und dreht unter der Glasplatte eine horizontale Scheibe von Metall z. B. von Kupfer, deren Centrum mit der Drehungsaxe der Magnetnadel zusammenfällt, vermittelst eines Schnurlaufes herum, so wird die Magnetnadel zuerst in der Richtung der Drehung der Metallscheibe aus ihrer Gleichgewichtslage im magnetischen Meridian abgelenkt. Ist die Scheibe dick und gross, die Magnetnadel gehörig lang, so setzt sie sich sogar in eine, der Drehungsrichtung der Scheibe gleichgerichtete Rotation. — Um diese Rotation recht leicht hervorrufen zu können, ist es zweckmässig, die die Nadel richtende Kraft des Erdmagnetismus zu compensiren. Dies geschieht, indem man sich entweder einer Magnetnadel bedient, welche in der Mitte einen Folgepunkt hat, also daselbst z. B. einen Südpol, an den Enden zwei Nordpole zeigt; oder indem man sich der von Trémery angegebenen astatischen Nadel bedient, also dieselbe aus einem Mittelstück von Holz oder Elfenbein zusammensetzt, in welches beiderseits zwei möglichst gleich starke Magnetnadeln in entgegengesetzter Richtung eingelassen sind; oder auch indem man der Nadel von Norden her den Nordpol eines Magnetstabes nähert [3]). — Ist die Na-

[1]) Vergl. auch Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXXIX, p. 129. 1853.* — [2]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXVII, p. 363. 22. Nov. 1824.* ibid. T. XXVIII, p. 325. 1825;* Pogg. Ann. Bd. III, S. 343.* — [3]) Vergl. Prevost und Colladon, Bibl. univ. T. XXIX, p. 316. 1825;* Baumgartner und Ettingshausen, Zeitschr. f. Physik u. Mathematik Bd. I, S. 139;* Böttger, Pogg. Ann. Bd. L, S. 35. 1840;* Barlow, Edinb. philos. Journ. Nro. 25; Baumgartner's Zeitschr. Bd. I, S. 136. 1826.*

del neben der Scheibe aufgestellt, so dass nur ihr einer Pol über derselben sich befindet, so wird bei der Rotation der Scheibe die Nadel in entgegengesetzter Richtung abgelenkt, wie wenn sie über dem Mittelpunkt der Scheibe schwebt.

Hängt man ferner einen Magnetstab an dem einen Arm eines Wagebalkens in verticaler Lage über einer horizontalen Kupferscheibe auf, so wird er von derselben bei der Rotation abgestossen. 639

Wird endlich eine Inclinationsnadel über der rotirenden Kupferscheibe in der Weise aufgehängt, dass sie selbst vertical ist, ihre Drehungsaxe aber auf dem, unter ihr befindlichen Radius der Scheibe senkrecht steht, so wird die Nadel gegen den Mittelpunkt der Scheibe hingezogen, wenn sie sich nahe an demselben befindet; in weiterer Entfernung findet sich eine Stelle der Scheibe, über welcher die Nadel vertical bleibt, in noch weiterer Entfernung wird sie gegen den Rand der Scheibe abgelenkt. Ueber dem Mittelpunkt der Scheibe selbst bleibt die Nadel in Ruhe [1]).

Dieser Versuch lässt sich auch einfach mit einer, an einem Faden vertical aufgehängten Magnetnadel anstellen, die man über die verschiedenen Punkte der Scheibe bringt. — Man kann bei demselben auch nach Pohl [2]) die Scheibe in einer verticalen, auf der Meridianebene senkrechten Ebene rotiren lassen und nun vor verschiedenen Punkten des horizontalen Durchmessers derselben eine Declinationsnadel aufstellen.

Wir haben also drei Componenten der auf die Nadel wirkenden Kraft zu unterscheiden, von denen die erste auf der Ebene der rotirenden Scheibe vertical steht und die Nadel von der Scheibe entfernt; die zweite und dritte aber parallel der Ebene der Scheibe wirken, und zwar in der Richtung der Tangente und in der Richtung des Radius derselben.

In früheren Zeiten nahm man zur Erklärung der vorliegenden Phänomene an, die Pole des Magnetes über der rotirenden Scheibe erzeugten in derselben an den unter ihnen befindlichen Punkten eine ihnen entgegengesetzte Polarität, welche auch noch fortbestände, wenn sich bei der Rotation der Scheibe die unter den Magnetpolen befindlichen Stellen derselben von den Polen ein wenig entfernten [3]). — Diese Erklärung würde indess nur bei Metallen in Anwendung kommen können, die stark magnetisch sind, z. B. bei Eisen. Auch würde durch die Magnetisirung der rotirenden Scheibe durchaus nicht die Abstossung der vertical über ihr aufgehängten Magnete, so wie die Ablenkung derselben in radialer Richtung nach dem Centrum oder der Peripherie der Scheibe hin erklärt werden können. 640

Der Grund der Erscheinungen liegt vielmehr in den, in der bewegten Scheibe durch die Magnetnadel inducirten Strömen, welche durch ihre elek-

[1]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXII, p. 217. 1826.* — [2]) Pohl, Pogg. Ann. Bd. VIII, S. 387. 1826.* — [3]) Duhamel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXII, p. 216. 1826;* (Mittheilungen der Akademie vom 27. Dec. 1824.)

tromagnetische Wechselwirkung mit der Nadel der Scheibe die ihrer Bewegungsrichtung entgegengesetzte Drehung ertheilen würden, also auf die Nadel zurückwirkend, sie in gleichem Sinne mit der Rotation der Scheibe fortführen. — Hieraus erklärt sich zunächst die in der Richtung der Tangente der Scheibe auf sie wirkende Componente.

641 Sägt man in die rotirende Scheibe radiale, bis nahe an das Centrum gehende Einschnitte, so können die inducirten Ströme, welche in den an den Magnetpolen vorbeibewegten Radien derselben entstehen, immer weniger zu Stande kommen, je grösser die Zahl der Einschnitte ist, da sich ihnen für ihre vollständige Schliessung keine Leitung darbietet. Mit wachsender Zahl der Einschnitte nimmt daher die Ablenkung der Magnetnadel über der rotirenden Scheibe ab. Werden aber die Einschnitte mit einem Metall zugelöthet, so tritt dieselbe um so stärker auf, je besser das hierzu verwendete Metall leitet [1]). Aus demselben Grunde wirkt eine aus einem spiralförmig gewundenen Kupferdrath gebildete Scheibe auf die darüber befindliche Magnetnadel viel schwächer als eine Blechplatte von gleicher Grösse und gleichem Gewicht [2]).

Hängt man neben der rotirenden Scheibe eine Magnetnadel auf, so dass ihre magnetische Axe sich in der Ebene derselben befindet, so wird dieselbe nicht abgelenkt, da nun keine inducirten Ströme entstehen.

Hängt man ferner neben der Scheibe eine Doppelnadel (vgl. Fig. 143, §. 195), auf, so dass die beiden gleichgerichteten Nordpole der Nadeln sich gleichweit über und unter derselben befinden, so sind die bei der Rotation der Scheibe durch die Einwirkung beider Nadeln inducirten Ströme entgegengesetzt gerichtet und heben sich auf. Die Doppelnadel wird daher nicht abgelenkt.

Sind aber die Nadeln so verbunden, dass der Nordpol der einen über, der Südpol der anderen unter der rotirenden Scheibe sich befindet, oder umgekehrt der Südpol über, der Nordpol unter der Scheibe, so addiren sich die inducirenden Wirkungen beider Pole, und die Nadel wird in der der Rotation der Scheibe entsprechenden Richtung aus ihrer Gleichgewichtslage abgelenkt [3]).

Wird ebenso über dem Rande einer horizontalen rotirenden Kupferscheibe ein verticaler Magnetstab mit dem Nordpol nach unten an einem Faden aufgehängt, welcher bis zu einem gewissen Grade bei der Rotation der Scheibe im Sinne ihrer Drehung abgelenkt wird, und nun von unten ein gleich starker Magnet mit seinem Nordpol dem Rande der Scheibe genähert, so wird bei gleichem Abstand der beiden Nordpole von derselben der oberhalb aufgehängte Magnet nicht mehr abgelenkt. Bei der Annäherung des Südpoles des unteren Magnetes nimmt dagegen die Ablenkung desselben zu.

1) Vergl. auch Herschel und Babbage, Phil. Trans. 1825. p. 481.* — 2) Prevost und Colladon, l. c. — 3) Faraday, Exp. Res. Ser. 11, §. 245 flgde.*

Würde nur die durch die Magnete inducirte und eine Zeit andauernde magnetische Polarität der Scheibe die Bewegung des aufgehängten Magnetstabes bedingen, so hätte man gerade das entgegengesetzte Verhalten erwarten müssen, indem im ersteren Falle durch den unteren Magnet die durch den aufgehängten Magnet erzeugte magnetische Polarisirung der Scheibe verstärkt, im zweiten aber vernichtet worden wäre. (Vergl. auch die Versuche §. 652.)

Dieses Verhalten würde sich im Gegentheil bei Anwendung einer Eisenscheibe an Stelle der Kupferscheibe gezeigt haben, da bei jener die magnetische Polarisirung die Wirkung der inducirten Ströme überwiegt.

Legt man zwischen die rotirende Kupferscheibe und die über ihr befindliche Magnetnadel eine Eisenscheibe, so wird die Wirkung aufgehoben, da nun stets in der Eisenscheibe unter dem Magnetpol der Nadel ein ungleichnamiger Pol entsteht, dessen Inductionswirkung auf die Scheibe die der Nadel aufhebt. Eine ruhende Kupferplatte, welche man an Stelle der Eisenplatte bringt, vermindert ebenfalls die Wirkung, indem die in der rotirenden Scheibe erzeugten Inductionsströme Ströme höherer Ordnung in der ruhenden Platte induciren, deren elektromagnetische Wirkung auf die Nadel ihrer eigenen Wirkung entgegengesetzt ist [1]). — Die Einschaltung von nicht leitenden Platten, z. B. Glasplatten, ist dagegen ohne Einfluss.

Je schneller unter sonst gleichen Verhältnissen die Scheiben rotiren, 642
um so intensiver müssen die in der Zeiteinheit in ihnen inducirten Ströme sein. Da aber die von ihnen ausgehende Kraft, welche eine über ihnen hängende, durch den Erdmagnetismus gerichtete Declinationsnadel ablenkt, stets in tangentialer Richtung zur Rotationsrichtung der Scheibe wirkt, also auch stets senkrecht gegen die Axe der Nadel, so muss dieselbe dem Sinus des Ablenkungswinkels der letzteren proportional sein. Deshalb wird auch (innerhalb gewisser Grenzen, vergl. §. 645) der Sinus des Ablenkungswinkels der Nadel der Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe proportional wachsen.

Dieses Gesetz ist durch sorgfältige Versuche von Snow Harris [2]) geprüft worden. Er liess eine Nadel in einem ebenen Ringe von 5 Zoll äusserem und 3 Zoll innerem Durchmesser und 0,05 Zoll Dicke schwingen, welcher in schnelle Rotation versetzt wurde. Der ganze Apparat befand sich unter der Glocke einer Luftpumpe. Wenngleich die Luft auf etwa $^1/_2$ Zoll ausgepumpt war, musste doch die Nadel durch Papier- und Glasschirme vor Luftströmungen geschützt werden, da ohne diese auch Nadeln von unmagnetischen Stoffen an Stelle der Magnetnadel bei der Rotation des Kupferringes abgelenkt wurden. Verhielten sich die Zahlen der Drehungen des Ringes in einer Minute wie 357 : 714 = 1 : 2,

[1]) Prevost und Colladon, l. c. — [2]) Snow Harris, Phil. Trans. 1831 Pt. I, p. 67*.

so verhielten sich die Sinus der Ablenkungen der Nadel, mithin die ablenkenden Kräfte, wie $sin\ 24^0 : sin\ 56^0 = 1:2{,}038$.

Je besser ferner das Leitungsvermögen der rotirenden Metallscheiben ist, um so intensiver sind auch die in ihnen inducirten Ströme. Es müssen sich daher die Sinus der Alenkungen der über ihnen schwingenden Nadel wie ihre specifischen Leitungsfähigkeiten verhalten.

Als auf diese Weise Babbage und Herschel (l. c. p. 473) verschiedene Scheiben von 10 Zoll Durchmesser und $^1/_2$ Zoll Dicke gleich schnell unter einer Magnetnadel rotiren liessen, ergaben sich die Verhältnisse der Sinus der Ablenkungen der Nadel, d. i. die specifischen Leitungsfähigkeiten, wie in folgender Tabelle unter I angegeben ist. Die unter II erwähnten Zahlen sind auf ganz ähnlichem Wege von Nobili und Bacelli [1]) gefunden.

	I	II		I	II
Kupfer	100	100	Blei	25	17
Zink	93	30	Antimon . . .	9	—
Zinn	46	21	Wismuth . . .	2	—
Messing . . .	—	23			

Diese Zahlen stimmen wenigstens annähernd mit den Theil I, §. 100 erwähnten Werthen der relativen Leitungsfähigkeiten der Metalle überein. Auch über Quecksilber, welches zwischen zwei, durch einen Ring von Wachs zusammengeklebten Glasplatten eingeschlossen und so in Rotation versetzt wird, zeigt eine Magnetnadel eine Ablenkung; ebenso über einer Kohlenscheibe von guter Leitungsfähigkeit, z. B. von Gasretortenkohle.

Ueber rotirenden Holzscheiben, flachen mit Salzlösungen u. s. f. gefüllten und rotirenden Gefässen würde man wegen der geringen Leitungsfähigkeit derselben kaum Ablenkungen der Magnetnadel wahrnehmen [2]).

Da die Intensität der in der Scheibe inducirten Ströme bei solchen Dicken derselben, welche gegen ihren Abstand von den Magnetpolen zu vernachlässigen sind, den Dicken proportional ist, so wird in diesem Falle der Sinus der Ablenkung der über verschieden dicken rotirenden Scheiben aufgehängten Magnetnadel ihren Dicken proportional sein. Die Wirkung zeigt sich indess auch schon bei sehr dünnen Platten, z. B. bei Stanniolblättchen, welche auf eine Glasplatte geklebt sind [3]).

Da ferner die Intensität der Inductionsströme bei gleicher Länge der Magnetnadel dem magnetischen Moment derselben proportional ist, so wird die ablenkende Wirkung der rotirenden Scheibe proportional dem Quadrat jenes Momentes zunehmen [4]). Man könnte daher das Moment verschie-

[1]) Nobili und Bacelli, Bibl. univ. T. XXXI, p. 47. 1826; Baumgartner und Ettingshausen, Zeitschr. Bd. 1, S. 142.* — [2]) Arago l. c. glaubte eine solche Wirkung zu beobachten. Nobili und Bacelli l. c. läugnen dieselbe. — [3]) Colladon und Prevost, l. c. — [4]) Vergl. Christie, Phil. Trans. 1825. S. 501.*

den stark magnetisirter Nadeln durch ihre Ablenkungen über einer, stets mit gleicher Geschwindigkeit rotirenden Scheibe bestimmen [1]).

Mit wachsender Entfernung der Magnetnadel von der Scheibe nimmt die Intensität der inducirten Ströme und so auch die Rückwirkung auf die Magnetnadel schnell ab.

Als z. B. Harris (l. c.) bei seinen Versuchen die über dem rotirenden Ringe schwebende Nadel durch eine Mikrometerschraube in verschiedene Entfernung über denselben erhob, so ergab sich die Ablenkung der Nadel:

Entfernung in Schraubengängen		Umdrehungszahl in der Minute 178,5	357	714
4	Abl.:	18	38	—
5		12	24	56
6		—	16	—
8		4,5	9	—
10		3	6	12

Hiernach würde unter den Bedingungen der Versuche die ablenkende Kraft sich umgekehrt wie das Quadrat der Entfernung der Nadel von der Scheibe verhalten.

Lässt man Scheiben von magnetischen Metallen, z. B. Eisenscheiben, 643 unter einer Magnetnadel rotiren, so folgt dieselbe gleichfalls ihrer Bewegung, indess viel schneller, als man nach der schlechten Leitungsfähigkeit des Eisens vermuthen sollte. Zu der Wirkung der inducirten Ströme tritt hier eine Magnetisirung der Scheibe, welche unter den Polen der Nadel ungleichnamige Pole erhält. Diese Polarität dauert noch eine gewisse Zeit an, so dass die in der Scheibe gebildeten Pole mit derselben bei ihrer Bewegung fortgeführt werden und so die Magnetnadel mit sich nehmen. Die Wirkung dieser Magnetisirung ist sehr viel stärker als die der inducirten Ströme (vergl. §. 652 und das folgende Kapitel).

Während bei diesen Versuchen nur die tangentiale Componente der 644 Wirkung der Inductionsströme auf die Magnetnadel in Betracht kommt, ist es nöthig, noch die radiale und die auf der Ebene der Scheibe senkrechte Componente derselben zu erklären [2]).

Lägen die durch den einen Pol N (Fig. 290 a. f. S.) einer Magnetnadel in einer rotirenden Scheibe inducirten Ströme zu beiden Seiten derselben symmetrisch, so könnten wir die abstossende Wirkung der in Bezug auf die Rotationsrichtung hinter dem Pol N liegenden Ströme in einem Punkt a, die ebenso grosse anziehende Wirkung der vor dem Pol liegenden Ströme

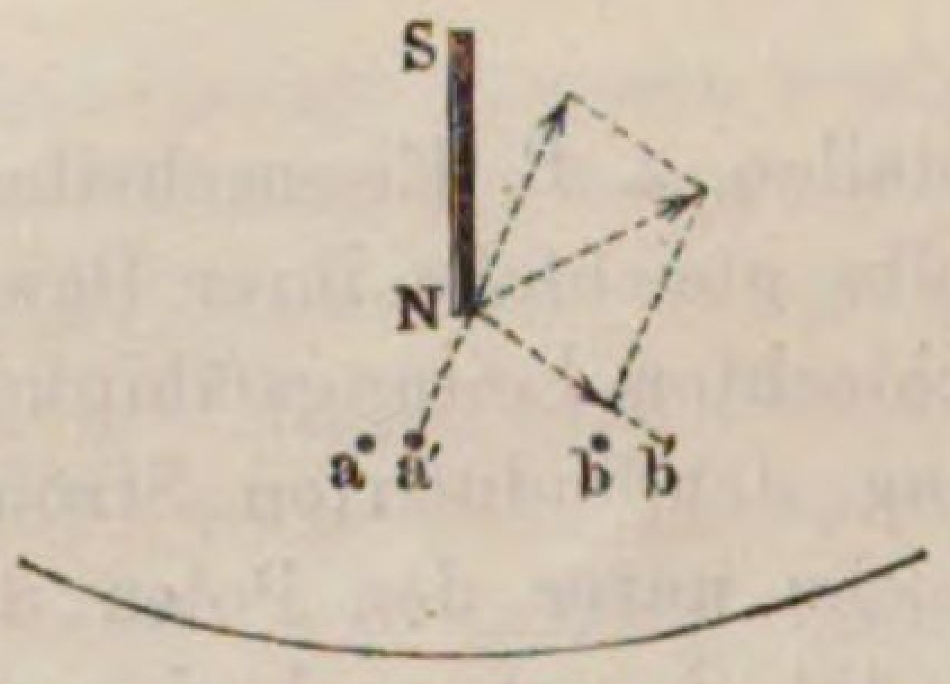
[1]) Arago, Ann. d. Chim. et de Phys. T. XXX, p. 263. 1825;* Pogg. Ann. Bd. V, S. 535.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 125;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LI, p. 422 u. flgde. 1832.* — Moser, Repertor. Bd. I, S. 300. 1837.*

in einem Punkt b concentrirt denken, welche beide Punkte einen gleichen Abstand von dem unter Pol N liegenden Radius der Scheibe besässen. Die auf N wirkende Resultante der beiden von a und b ausgehenden Kräfte ist dann stets parallel der Ebene der Scheibe und der Tangente ihrer Rotationsrichtung. Dann könnten die zwei anderen Componenten der Wirkung auf Pol N nicht auftreten.

Verschieben sich aber die Inductionsströme mit der rotirenden Scheibe, so dass sie eine gewisse Zeit andauern, so rückt der Punkt a gegen N vor nach a', b von N fort nach b'; die Abstossung von N durch a' wird grösser, die Anziehung durch b' kleiner, und die Resultante beider Kräfte ist nicht mehr der Ebene der Scheibe parallel, sondern ein wenig nach oben gerichtet. Sie hat eine auf der Ebene der Scheibe senkrechte, den Pol N von ihr entfernende Componente.

Liegt ferner der Pol N in der Nähe des Randes der Scheibe, so sind die Geschwindigkeiten der Theile des unter dem Magnet hindurchgehenden Radius derselben, welche dem Mittelpunkte und dem Rande näher liegen, als der unter dem Pol befindliche Punkt, und auf welche aus nächster Reihe die Inductionswirkung stattfindet, nicht sehr von einander verschieden; aus diesem Grunde allein würden also die inducirten Ströme nach dem Mittelpunkt und dem Rande der Scheibe hin ziemlich gleiche Intensität besitzen. Da sie aber am Rande keinen Platz zu ihrer Ausbreitung finden, so verbreiten sie sich mehr nach der Mitte der Scheibe; die Centra a und b ihrer Wirkung auf den Magnetpol liegen näher an derselben als Pol N. — Wären wieder a und b gleich weit von N entfernt, so würde dennoch die Resultante der von ihnen ausgehenden Kräfte der Tangente der Drehungsrichtung entsprechen. — Wenn aber durch die Verschiebung von a und b im Sinne der Rotationsrichtung die Abstossung von N durch a grösser ist, als die Anziehung durch b, so ergiebt die resultirende Kraft noch eine gegen die Peripherie der Scheibe gerichtete Componente. — Befindet sich Pol N nahe dem Centrum der Scheibe, so finden freilich die Inductionsströme allerseits Metallmassen genug zu ihrer Ausbildung. Jetzt ist aber die Geschwindigkeit der jenseits des Magnets dem Rande der Scheibe zu liegenden Theile verhältnissmässig viel grösser als die der mehr centralen Theile; zugleich bewegen sich die jenseits des Centrums liegenden Theile derselben in entgegengesetzter Richtung. Die Inductionsströme würden sich daher nach dem Rande der Scheibe zu in grösserer Intensität und weiter ausbreiten als nach ihrer Mitte hin. Die Punkte a und b liegen der Peripherie der Scheibe näher als der Magnetpol. Dann ergiebt die Verschiebung derselben mit der Rotation eine den Pol gegen das Centrum der Scheibe treibende Componente. — In einer mittleren Stellung des Poles N wird diese Componente Null.

Fig. 290.



Diese Resultate führen also unmittelbar zu dem Nachweis, dass die inducirten Ströme in der Scheibe eine gewisse Zeit andauern und sich mit ihr verschieben; ein Resultat, welches denn auch Nobili und Matteucci (§. 637) durch directe Beobachtungen bestätigt haben.

Wir haben oben unter der Voraussetzung, dass die Inductionsströme sich nicht mit der rotirenden Scheibe verschieben, den Sinus der Ablenkung der über ihr schwebenden Magnetnadel der Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe proportional gesetzt. Verschieben sich aber bei wachsender Rotationsgeschwindigkeit die Inductionsströme immer mehr, so ändert sich dadurch das Verhältniss der drei Componenten ihrer Wirkung auf die Nadel. Die verticale Componente wächst dabei auf Kosten der tangentialen Componente. Je weiter die Magnetnadel von der rotirenden Scheibe entfernt ist, desto grösser ist hierbei die Abnahme der tangentialen Componente. Als z. B. Matteucci [1]) eine Kupferscheibe von 118,5^{mm} Durchmesser und 304,7 Grm. Gewicht resp. 12 und 48mal in der Secunde unter einem 27 und 31^{mm} über ihr aufgehängten Magnetstab sich drehen liess, betrug das Verhältniss der Sinus der Ablenkungen bei beiden Entfernungen 1 : 4,112 und 1 : 3,708. 645

Bei einer Wismuthscheibe von gleichem Gewicht und Durchmesser, die mit denselben Drehungsgeschwindigkeiten unter einem 7,8 und 8^{mm} über ihr aufgehängten Magnet rotirte, betrug das Verhältniss nur 1 : 2,778 und 1 : 2,776. Bei dieser Scheibe nimmt also die horizontale Componente bei schnellerer Drehung noch mehr ab; ein Beweis, dass die inducirten Ströme weiter ihrer Bewegung folgen, als bei der besser leitenden Kupferscheibe.

Diese Verzögerung bei der Induction in körperlichen Leitern ist noch auf anderen Wegen durch Felici und Verdet nachgewiesen worden. 646

Felici [2]) versetzte eine hohle Messingkugel von 80^{mm} äusserem und 77^{mm} innerem Durchmesser durch eine Centrifugalmaschine in Rotation um eine verticale Axe. Die Kugel war mit einer Glasglocke bedeckt. Neben derselben war an einem Kopf einer Drehwage vermittelst eines dünnen Messingfadens ein astatisches System von zwei, 5^{mm} dicken und 151,5^{mm} langen, in einem Abstand von 195^{mm} parallel über einander befestigten, horizontalen Stahlmagneten aufgehängt, so dass der untere, in Fig. 291 (a. f. S.) besonders gezeichnete Magnet NS mit dem Mittelpunkt O der rotirenden Kugel sich in einer Horizontalebene befand. Der Pol N des Magnetes war 50^{mm}, die Axe desselben 86^{mm} von dem Kugelmittelpunkt O entfernt. Das astatische System trug einen Spiegel, so dass man vermittelst Scala und Fernrohr seine Ablenkung zu bestimmen vermochte.

Rotirte nun die Kugel langsam in dem einen oder anderen Sinne, so wurde das astatische System in Folge der in ihr entstehenden Ströme

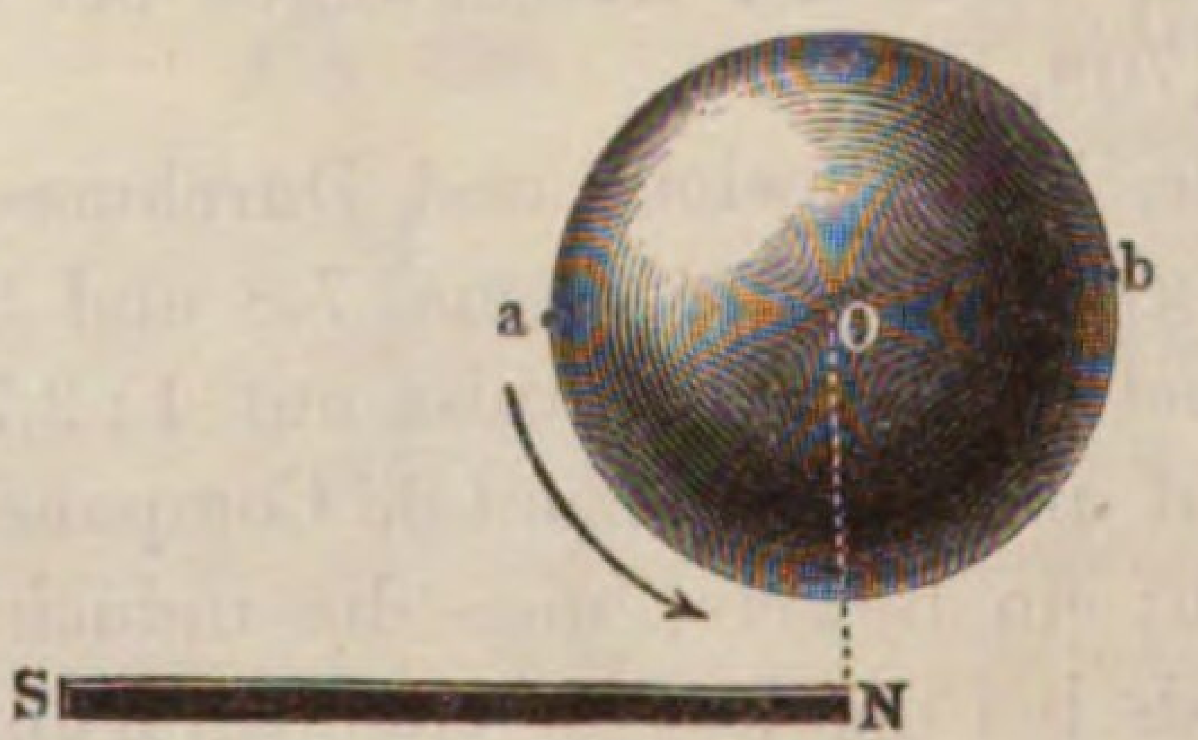
[1]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIX, p. 144. 1856.* — [2]) Felici, Nuovo cimento T. IX, p. 16. 1859.*

abgelenkt, und zwar je nach der Rotationsrichtung um gleichviel nach der einen oder anderen Seite. Bei schneller Rotation war indess, als die Kugel im Sinne des in der Figur 291 gezeichneten Pfeiles sich drehte, die Abstossung des Poles *N* bedeutender, als die Anziehung desselben bei entgegengesetzter Rotationsrichtung.

Dieses Resultat ergiebt sich nach Felici aus folgender Betrachtung:

Rotirt die Kugel *O* vor dem Pol *N* eines Magnetes *NS* um eine durch den Mittelpunkt *O* gehende und auf der Ebene *NOS* verticale Axe, so bilden die in ihr inducirten Ströme Kreise, deren Ebenen im Wesentlichen einander parallel sind, und deren Mittelpunkte auf einer, auf der Rotationsaxe und Linie *ON* verticalen Linie *ab* liegen. Die Wechselwirkung dieser Kreisströme mit dem Magnet erzeugt erstens ein Kräftepaar, welches die Rotation der Kugel aufhalten würde und zweitens eine translatorische, je nach der relativen Lage des Magnetes und der Kugel und ihrer Rotationsrichtung anziehende oder abstossende Kraft zwischen beiden.

Fig. 291.



Ist der Winkel $SNO < 90^0$, und dreht sich die Kugel entsprechend dem Pfeil in der Fig. 291 so, dass das dem Magnet zunächst liegende Ende *a* der Linie *ab* sich demselben nähert, so wirkt das Ende *a* wie ein dem Pol *N* gleichnamiger Pol, es tritt Abstossung ein; bei umgekehrter Rotation tritt Anziehung ein. Wenn sich nun bei schneller Rotation die inducirten Stromkreise im Sinne der Rotation verschieben, so wird bei dem in der Figur gezeichneten Fall der Punkt *a* sich dem Pol *N* nähern; im entgegengesetzten Fall von demselben entfernen. Die Abstossung des Poles *N* wird also im ersteren Fall grösser sein als im zweiten die Anziehung, wie es auch der Versuch ergiebt.

Durch dieses Andauern der Inductionsströme sucht Felici[1]) auch den Diamagnetismus der Körper zu erklären. Er nimmt an, dass die Atome derselben um ihre Axen nach allen möglichen Richtungen beständig rotiren. Dies würde auch bei den Krystallen eintreten, da im Allgemeinen in ihnen die Rotationsaxen der Moleküle gegen die Symmetrieaxe symmetrisch liegen müssen. Befindet sich nun ein Körper vor einem Magnetpol, so kann man die Rotation jedes Moleküls in zwei Theile zerlegen, in eine Rotation um eine bestimmte Axe, durch die keine wirksamen Inductionsströme erzeugt werden, und in eine Rotation, welche Inductionsströme hervorruft, die, wie bei der oben erwähnten Rotation der Messingkugel, elektromagnetische Wechselwirkungen mit dem Magnetpole zeigen. Wie dort würde stets die durch die Rotation der einen Moleküle

[1]) Felici, l. c.

in dem einen Sinn bewirkte Abstossung grösser sein, als die Anziehung in Folge der entgegengesetzten Rotation der anderen Moleküle. So würde sich die diamagnetische Abstossung erklären, welche an jeder Stelle der Körper in einer bestimmten Richtung ein Maximum wäre. — Für die genauere Prüfung dieser Theorie fehlen indess alle Anhaltspunkte, da man nicht bestimmen kann, ob und wie schnell und in welchen Richtungen die Moleküle der Körper rotiren, wie gross ihre Leitungsfähigkeit und die Zeit des Andauerns der Inductionsströme in ihnen ist u. s. f.

Auf einem mehr indirecten Wege hat Verdet[1]) die Verzögerung der 647
Induction folgendermaassen dargethan. Der Magnet einer Page'schen Magnetelektrisirmaschine (vergl. Kapitel IV) wurde durch eine hufeisenförmige Drathspirale von 600^{mm} Länge und 35^{mm} Durchmesser ersetzt, welche aus einem 70^{m} langen, 2^{mm} dicken Drath in 5 Lagen gewickelt war. Die beiden Schenkel dieser hufeisenförmigen Spirale waren mit je einer Inductionsspirale von 150^{mm} Länge und 37^{mm} innerem Durchmesser umgeben, welche aus 7500 Umwindungen eines $0{,}25^{mm}$ dicken, übersponnenen Kupferdrathes gebildet war. Diese Inductionsspiralen waren einerseits mit einander verbunden, und das freie Ende der einen wurde mit dem einen Ende des Multiplicators eines Galvanometers verbunden. Vor den Polen der hufeisenförmigen Spirale wurden durch ein Schwungrad mit einem Schnurlauf rechteckige Anker von verschiedenen Metallen um eine den Schenkeln der Spirale parallele, und in der Mitte zwischen ihnen liegende Axe in Rotation versetzt. Auf die Axe war ein Commutator aufgesetzt, bestehend aus einer Glaswalze, welche an dem einen Ende einen kupfernen Ring trug, von dem zwei diametral gegenüberstehende schmale Kupferstreifen über die Walze hinübergingen, welche 20 oder 35 Grad ihres Umfanges breit waren. Gegen den Ring schleifte eine mit dem freien Ende der zweiten Inductionsspirale, gegen den mit den Kupferstreifen versehenen Theil der Glaswalze eine zweite mit dem zweiten Leitungsdrath des Galvanometers verbundene Feder. — Durch die hufeisenförmige Spirale wurde ein Strom von 20 Bunsen'schen Elementen geleitet. Versetzt man den Anker in Rotation, so werden durch den Strom in der hufeisenförmigen Spirale in seiner Masse Inductionsströme erzeugt, deren Richtung und Intensität sich bei jedem Umlauf des Ankers ändert. Durch diese Aenderung werden indirect in den Inductionsspiralen auf den Schenkeln der hufeisenförmigen Spirale Ströme inducirt, welche bei je zwei diametral entgegengesetzten Lagen des Ankers gleiche Richtung und Intensität haben müssen, da dann die Inductionsströme im Anker gegen die Inductionsspiralen gleiche Lage haben.

Durch die zwei Kupferstreifen des Commutators werden also gleiche Ströme zum Galvanometer geführt. Ihre Intensität wird im Allgemeinen der Intensität der in den Ankern inducirten Ströme, also bei gleichen

[1]) Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXXI, p. 187. 1851;* Krönig's Journ. Bd. I, S. 364.*

Dimensionen deren Leitungsfähigkeit proportional sein [1]). Dreht man den Commutator allmälig auf der Rotationsaxe des Ankers, so kann man in dem Galvanometer die Ströme messen, welche inducirt sind, während der Anker entweder dicht vor den Polen N und S der hufeisenförmigen Spirale oder in anderen Phasen seiner Bewegung sich um 20 oder 35° dreht.

Steht der Anker bei seiner Drehung gleich viel Grade vor oder hinter den Polen N und S, z. B. in den Lagen AB und $A_I B_I$, Fig. 292, so ist ersichtlich, dass bei der Annäherung an die Seite CDE und bei der Entfernung von der Seite EFC der Drathwindungen der hufeisenförmigen Spirale nach dem Lenz'schen Gesetze in dem Anker stets Ströme inducirt werden, welche durch ihre Wechselwirkung mit den Solenoidpolen seine Bewegung zu hemmen streben, deren Intensität in der den Polen N und S zunächst liegenden Seite im Maximum ist und die sich in den ferneren Theilen des Ankers ausgleichen. Die Richtungen dieser Ströme sind also in dem Anker bei der Annäherung und Entfernung von den Polen entgegengesetzt.

Fig. 292.



Da aber bei der Annäherung des Ankers aus der Lage AB an den Pol N die Intensität des in ihm inducirten Stromes zunimmt, bei der Entfernung von demselben aus der Lage $A_1 B_1$ aber abnimmt, so müssen in beiden Fällen in der Inductionsspirale durch diese Intensitätsänderungen gleich gerichtete und gleich starke Ströme inducirt werden. Dieselben werden ein Maximum der Intensität besitzen, wenn sich der Anker in der Nähe der Pole der Spirale befindet, und bis zu seiner äquatorialen Lage allmälig abnehmen.

Die erwähnte Gleichheit würde sich ergeben, wenn man den Commutator so stellt, dass er bei der Drehung des Ankers um je 20 oder 35° in gleichen Winkelabständen von der axialen Lage die inducirten Ströme auffängt, einmal während der Anker sich jener Linie nähert und dann von ihr entfernt. Die ersteren Winkelabstände wollen wir mit —, die anderen mit + bezeichnen.

Diese Gleichheit tritt indess nur bei langsamen Rotationen ein, bei schnelleren verschiebt sich das ganze Phänomen im Sinne der Rotation, so dass das Galvanometer das Maximum der Ablenkung zeigt, wenn man den Commutator so stellt, dass er demselben die Ströme zuführt, welche erst einige Zeit nach dem Vorbeigehen des Ankers vor den Magnetpolen inducirt worden sind.

Auf diese Weise fand z. B. Verdet folgende Ablenkungen, als der Anker resp. I 5, II 20, III 40 Umdrehungen in der Secunde machte:

[1]) Vgl. auch Breguet, Compt. rend. T. XXIII, p. 1155. 1846.*

Drehung des Ankers	Silber I	II	III	Zinn I	II	III
von — 60° bis — 40°	+ 2	+ 4	+ 28	„	+ 2	+ 3
— 40 „ — 20	+ 7	+ 30	+ 35	+ 1,5	+ 4	+ 11
— 20 „ 0	— 12	+ 29	+ 45	— 1	— 2	+ 4
0 „ + 20	— 26	— 66	+ 90	— 2	— 18	— 30
+ 20 „ + 40	+ 2	— 62	— 90	+ 2	— 2	— 18
+ 40 „ + 60	+ 4	+ 36	— 9	+ 2	+ 16	+ 32

Aehnliche Resultate ergaben sich bei anderen Metallen, wie Kupfer, Zink, Blei, auch bei Antimon und Wismuth. — Bei letzteren Metallen wurde die hufeisenförmige Spirale durch einen Stahlmagnet ersetzt, dessen Magnetismus zugleich durch die Ströme, welche in seiner Masse indirect von den im Anker inducirten Strömen inducirt werden, verändert wird, und der so auch wiederum in den seine Schenkel umgebenden Inductionsspiralen Ströme inducirt. Die letzteren sind dabei intensiver als bei Anwendung der Spirale, indess ist der Gang der Erscheinungen derselbe.

Stets ergab sich, dass sich die Lagen des Ankers, in denen der in den Inductionsspiralen inducirte Strom seine Richtung wechselt, mit wachsender Drehungsgeschwindigkeit immer mehr im Sinne der Bewegung des Ankers verschieben, so dass der Einfluss der Zeit auf die Induction wiederum bewiesen ist. — Diese Erscheinung tritt bei den besser leitenden Metallen viel stärker hervor.

Ebenso wie in den §. 638 u. flgde. beschriebenen Versuchen die elek- 648
tromagnetische Wirkung der Ströme, welche durch einen Magnet in einer in seiner Nähe rotirenden Metallscheibe inducirt werden, auf die Bewegung des Magnetes einen Einfluss ausübt, kann auch umgekehrt der Magnet in Rotation versetzt und über oder zwischen seinen Polen eine Metallmasse frei aufgehängt werden. Auch diese wird dann durch die in ihr erzeugten Inductionsströme der Bewegung des Magnetes folgen [1]).

Zur Anstellung dieser Versuche befestigt man auf der verticalen Axe einer Centrifugalmaschine oder eines Uhrwerkes einen starken hufeisenförmigen Stahlmagnet, so dass seine Schenkel vertical sind, und bringt über seinen Polflächen einen Glaskasten an, in welchem man an einem dünnen Faden die zu untersuchenden Körper zwischen oder über die Magnetpole hängt. — Will man den Stahlmagnet durch einen Elektromagnet ersetzen, so muss man die Enden der ihn magnetisirenden Dräthe mit zwei isolirt auf die Drehungsaxe aufgesetzten Metallscheiben verbinden, gegen welche zwei mit den Polen der Säule verbundene Federn schleifen, um auf diese Weise den Magnet dauernd magnetisch erhalten zu können.

[1]) Herschel und Babbage, l. c.

Hängt man so über den Polen des rotirenden Magnetes horizontale Scheiben von verschiedenen Metallen auf, so kann man zeigen, dass die Kraft, welche sie aus der, ihnen durch die Torsion des Aufhängungsfadens ertheilten Lage ablenkt, mit der Leitungsfähigkeit der Scheiben und der Drehungsgeschwindigkeit des Magnetes proportional wächst; dass, wenn die Torsion des Aufhängungsfadens klein ist, die Scheiben im Sinne der Drehungsrichtung des Magnetes in Rotation versetzt werden; dass radial ausgeschnittene Scheiben um so weniger durch den rotirenden Magnet abgelenkt werden, je mehr Ausschnitte sie haben, dass das Zulöthen der Ausschnitte die Ablenkung oder Rotation um so stärker wieder hervorruft, je besser das dazu verwendete Loth leitet u. s. f.

Analog zeigte Christie[1]), dass Scheiben, welche kreisförmige Einschnitte haben, so dass ihre ringförmigen Theile nur an vier, um 90^0 von einander entfernten Stellen zusammenhängen, um so schwächer der Rotation folgen, je mehr solcher Einschnitte in ihnen angebracht sind.

Wird bei diesen Versuchen der Abstand der rotirenden Magnetpole von der Drehungsaxe vergrössert, so werden die in einer darüber schwebenden Kupferscheibe inducirten Ströme an Intensität zunehmen, da die Geschwindigkeit der Bewegung der Pole wächst. Zugleich wirkt auch die zwischen den inducirten Strömen und Magneten thätige, die Scheibe bewegende elektromagnetische Kraft an einem grösseren Hebelarm, und so wird die Ablenkung und Rotation der Scheibe bedeutender. Diese Zunahme erreicht indess ein Maximum, indem, wenn die Magnetpole zu nahe an dem Rande der rotirenden Scheibe liegen, die inducirten Ströme sich mehr gegen ihre Mitte hin ausbreiten, und so die tangentiale Componente ihrer Wechselwirkung mit den Magnetpolen sich vermindert, (vergl. §. 644). Nach Christie würde bei einer Scheibe von 8,4 Zoll Radius, unter der zwei verticale Magnetstäbe von je 12 Zoll Länge in einem Abstande von 1 Zoll rotiren, eine Entfernung der Magnetpole von der Rotationsaxe von 3,2 Zoll das Maximum der Wirkung ergeben.

Hängt man nach Matteucci[2]) zwischen den Polen des rotirenden Magnetes eine massive oder hohle Kupferkugel an einem Faden auf, so drehen sich beide gleich schnell.

649 Je mehr die Continuität der Metallmassen vermindert wird, desto schwächer werden die in ihnen im Ganzen entwickelten Inductionsströme; desto weniger folgen sie der Rotation des Magnetes. Indess schon sehr kleine Theilchen Metall, z. B. Goldstäubchen, welche an den beiden Enden eines horizontal zwischen den Magnetpolen aufgehängten Glasfadens angeklebt sind, vermitteln bei der Rotation des Magnetes auch die Drehung des Glasfadens.

[1]) Christie, Phil. Trans. 1827. Pt. I, p. 71.* — [2]) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIX, p. 135. 1853.*

Gemenge von Harz mit Gold und Silberstäubchen, welche etwa $^1/_{10}$ bis $^1/_{100}{}^{mm}$ Durchmesser besitzen, zeigen, wenn sie an einem Faden zwischen den Polen des rotirenden Magnetes aufgehängt werden, gleichfalls die Rotation. Bei gleichem Gewicht des in die Harzmasse eingestreuten Pulvers soll dieselbe mit wachsender Feinheit des Pulvers entgegen der Erwartung wieder schneller werden. Matteucci schreibt dies einer stärkeren wechselseitigen Induction der kleineren, also näher aneinander liegenden Metalltheilchen aufeinander zu. — Sehr concentrirte Lösungen von Eisenchlorür und schwefelsaurem Eisenoxydul, ebenso die Pulver dieser Salze zwischen den Polen eines starken Elektromagnetes aufgehängt, folgen dagegen seiner Rotation nicht, oder werden nur ein wenig im Sinne derselben aus ihrer Lage abgelenkt; wohl weil sie nur äusserst geringe Coercitivkraft besitzen.

Gemenge von Harz und Wachs mit Colcothar oder Eisenoxyd folgen dagegen dem Magnet sehr schnell, selbst wenn sie nur $^1/_{2000}$ Eisenoxyd enthalten und sich sonst, frei zwischen den Magnetpolen aufgehängt, wie diamagnetische Körper verhalten [1]).

Besitzen die zwischen die Magnetpole gehängten Körper nach ver- 650
schiedenen Richtungen verschiedene Leitungsfähigkeit, so wird die Intensität der durch den rotirenden Magnet in ihnen erzeugten Inductionsströme grösser sein, wenn die Körper in verticalen Ebenen besser leiten als in horizontalen, da die Inductionsströme wesentlich in ersteren fliessen. In diesem Fall wird daher auch die Ablenkung und Rotation der Körper stärker hervortreten.

Hängt man z. B. einen Würfel von Wismuth, in dem die Spaltungsflächen vertical stehen, zwischen den Polen eines rotirenden Elektromagnetes auf, so rotirt der Würfel um seine verticale Axe schneller, als wenn die Spaltungsflächen in ihm horizontal liegen, da die Leitungsfähigkeit des Wismuths parallel den Spaltungsflächen grösser ist, als vertical gegen dieselben. Ganz ähnlich verhält sich ein Würfel aus dünnen Kupferplatten, welche durch einen Isolator von einander getrennt sind. Derselbe rotirt nur, wenn die Platten vertical, nicht wenn sie horizontal sind.

In ähnlicher Weise hat Matteucci [2]) rechteckige Platten aus Wismuthstücken von je 2,56 Grm. Gewicht, $16{,}9^{mm}$ Länge, $9{,}3^{mm}$ Breite und $1{,}75^{mm}$ Dicke geschnitten, in denen die Spaltungsrichtung einmal a) der längeren, und dann b) der kürzeren Kante parallel war. Je vier (gleiche) dieser Platten wurden auf die vier verticalen Seiten eines, zwischen den Polen des rotirenden Magnetes aufgehängten Holzwürfels so aufgeklebt, dass ihre Längsrichtung horizontal war. Der Würfel mit den Platten *a* folgte dem rotirenden Magnet viel langsamer als der Würfel mit den Platten *b*.

1) Matteucci, Cours spécial s. l'induction, Paris 1854. p. 157*; Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIX, p. 136. 1854*; Compt. rend. T. XLV, p. 353. 1857.* — 2) Matteucci, l. c.

Bei verschiedenen Zahlen z der Drehungen des Magnetes in der Secunde betrug unter Anderem die Zeit zu einer Umdrehung bei den mit Platten belegten Würfeln:

z	a	b
1	22,5 Sec.	36,5
2	9,5	18
4	7,5	18
8	8,2	28,5

651 Die elektromagnetische Wirkung der Ströme, welche bei der Veränderung der gegenseitigen Lage von Magneten und Metallmassen in letzteren inducirt werden, zeigt sich auch darin, dass durch dieselben jedesmal die Bewegungen der Metallmassen oder Magnete gehemmt werden [1]).

Lässt man z. B. eine kupferne Kugel, welche in ein Gyroskop oder in den Ring einer Bohnenberger'schen Maschine eingesetzt ist, oder nur an einem Faden aufgehängt ist, den man stark gedrillt hat, zwischen den Polen eines Magnetes rotiren, so werden in derselben Ströme inducirt, die denen in der Arago'schen Scheibe völlig analog sind und daher die Bewegung der Kugel hemmen und ihre Drehung verlangsamen. — Versetzt man in gleicher Weise zwischen den, auf einen starken Elektromagnet aufgelegten Halbankern vermittelst einer Kurbel eine, auf eine Axe gesetzte Kupferscheibe in der äquatorialen Ebene in Rotation, so bemerkt man deutlich bei Erregung des Magnetes, dass man zur Drehung der Scheibe eine bedeutendere Kraft anwenden muss. Die die Bewegung hemmenden Inductionsströme erzeugen in der Kupferscheibe eine gewisse Wärmemenge, welche bei schneller Rotation bedeutend genug werden kann, um bei Berührung der Scheibe mit der Hand wahrgenommen zu werden [2]).

652 Der folgende Versuch zeigt in anderer Form dieselbe Erscheinung:

Man lässt eine kreisförmige Kupferplatte, welche auf der einen Seite ein kleines Uebergewicht hat, um eine horizontale Axe in einer Verticalebene Pendelschwingungen vollführen. Bringt man gegenüber den beiden Flächen der Platte zwei entgegengesetzte Magnetpole an, so induciren beide in den, an ihnen vorbeischwingenden Theilen der Platte Ströme, welche gleiche Richtung besitzen, und stets durch ihre elektromagnetische Wirkung auf die Magnetpole die Platte in ihren Schwingungen aufhalten, so dass die Elongation derselben sehr viel schneller bei Anwendung der Magnete, als ohne dieselben abnimmt. Nähert man die Magnete dagegen mit gleichnamigen Polen den beiden Flächen der schwingenden Platte, so heben sich die durch dieselben inducirten Ströme auf, wenn die Pole

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. T. XXII, §. 2514; Anm.* — [2]) Foucault, Compt. rend. T. XLI, p. 450. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 622*. Richtige Erklärung von Poggendorff, ibid. S. 624.*

gleich stark magnetisch sind, sie hemmen die Schwingungen der Scheibe nicht.

Werden in ganz gleicher Weise einer oscillirenden Eisenscheibe zwei ungleichnamige Magnetpole von beiden Seiten genähert, so vermehrt sich die Abnahme der Schwingungsweite nur sehr wenig, da die inducirten Ströme in der Eisenscheibe wegen ihres geringeren Leitungsvermögens eine viel schwächere Intensität besitzen, als in der Kupferscheibe.

Wird aber der Scheibe nur ein Magnetpol von einer Seite oder werden ihr von den beiden Seiten zwei Nordpole genähert, so nimmt die Weite der Schwingungen ungleich schneller ab, als selbst bei der Kupferplatte zwischen ungleichnamigen Polen, indem jetzt in der Eisenscheibe zwischen den Magnetpolen ein Südpol, in ihren von denselben entfernteren Theilen ein Nordpol gebildet wird, und die starke Anziehung der Magnetpole gegen den ersteren, welcher auch bei den Oscillationen der Scheibe sich ein wenig mit ihr verschiebt, in jeder Lage derselben ihre Schwingungen aufhält [1]) (vergl. §. 641 und 643).

Umgekehrt wirken auch die Inductionsströme in einer ruhenden Me- 653
tallmasse hemmend auf die Bewegungen des inducirenden Magnetes.

Schwingt eine Magnetnadel frei in der Luft, so nehmen die Schwingungsbogen in Folge des Luftwiderstandes und der Reibung langsam ab. — Lässt man aber die Nadel in einem massiven Ringe von Metall oder über einer dicken Metallscheibe, z. B. von Kupfer schwingen, so vermindern sich dieselben sehr schnell [2]). Ueber einer schlecht leitenden Platte findet dies nicht statt. So beobachtete z. B. Seebeck [3]), dass die Schwingungsweite einer Declinationsnadel, welche über einer Marmorplatte aufgestellt war, bei 116 Schwingungen von 45° auf 10° herabsank, während dieselbe Verminderung der Oscillationsweite bei 61 Schwingungen stattfand, wenn sie in einem dicken Kupferringe oscillirte. — Diese Beobachtung führte Arago (l. c.) zuerst auf die Entdeckung des Rotationsmagnetismus.

Beim Schwingen der Magnetnadel nähern sich ihre Pole bestimmten Theilen der Kupferscheibe, und entfernen sich von anderen. In allen diesen Theilen entstehen Inductionsströme, welche durch ihre elektromagnetische Wirkung auf die Pole der Nadel dieselbe in ihren Bewegungen aufzuhalten streben. Die Nadel wird so allmälig zur Ruhe gebracht. Man bezeichnet diese schnellere Abnahme der Schwingungsweiten der Nadel mit dem Namen der Dämpfung ihrer Schwingungen.

Bedient man sich statt grösserer Metallplatten schmaler Metallstreifen, so dämpfen diese nur dann die Schwingungen der Magnetnadel,

[1]) Sturgeon, Edinb. Phil. Journ. 1825. p. 124; Faraday, Exp. Res. Ser. I, §. 249 u. flgde.* — [2]) Arago, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXVII, p. 363. 1824;* T. XXXII, p. 213. 1826.* — [3]) Seebeck, Pogg. Ann. Bd. VII, S. 203. 1826;* Bd. XII, S. 352. 1828.*

wenn sie parallel unter ihr liegen; denn nur in diesem Fall können in ihnen die dämpfenden Inductionsströme entstehen [1]).

Legt man unter die Magnetnadel horizontale kupferne Ringe, so dämpfen diese die Schwingungen weniger, als unter sie gelegte Blechstreifen und Kupferplatten, da auch hier die Inductionsströme schwächer auf die Nadel wirken.

Macht man in die unter die Nadel gelegten Metallplatten Einschnitte, so wird wegen der Hinderung der Entwickelung der Inductionsströme in ihnen ihre hemmende Wirkung geschwächt [2]).

Ueber Kupferfeilspänen findet kaum eine schnellere Abnahme der Schwingungen statt als in der Luft, da in der wenig continuirlichen Masse die Intensität der inducirten Ströme zu gering ist.

Lässt man Magnetstäbe, welche an ihrem einen Ende an einen Faden geknüpft sind, in einer verticalen Ebene über einer Kupferscheibe pendelartig schwingen, so werden ebenso ihre Oscillationsweiten durch die in der Scheibe entstehenden Inductionsströme vermindert [3]).

654 Wir haben schon §. 169 die Abnahme der Elongationen einer Magnetnadel berechnet, welche durch einen, der Geschwindigkeit ihrer Bewegung proportionalen Widerstand in ihren Schwingungen aufgehalten wird. Wir hatten dabei folgende Formel gefunden:

$$\lambda = \varepsilon T_1,$$

wo λ das logarithmische Decrement der Schwingungen (die Differenz der Logarithmen zweier aufeinander folgender Schwingungsbogen), T_1 die Schwingungsdauer unter Einfluss der verzögernden Kraft, ε eine Constante ist, welche der verzögernden Kraft entspricht, die die Nadel bei der Geschwindigkeit Eins in ihrer Bewegung aufhält.

Bestimmt man nun das logarithmische Decrement der Schwingungen der Nadel über einer Metallplatte im luftleeren Raume bei verschiedenen Oscillationsweiten derselben, so erweist sich dasselbe constant. Es ist also die dämpfende Kraft der Geschwindigkeit der Bewegung der Magnetnadel proportional. Dies lässt sich auch von vornherein erwarten, da die Intensität der Inductionsströme, welche in der unter ihr befindlichen Platte inducirt werden, der relativen Geschwindigkeit zwischen der Magnetnadel und den einzelnen Theilen derselben proportional ist.

Auch direct zeigt dies ein Versuch von Baumgartner (l. c.). Eine 3 Zoll lange Nadel war so schwach magnetisirt, dass sie, an einem dünnen Faden aufgehängt, eine Schwingungsdauer von 24 Secunden hatte. Ihr Magnetismus war so gering, dass die Abnahme ihrer Schwingungsbogen in der Luft und über einer Kupferplatte nahezu gleich war. Wurde nun aber die Nadel an einem bandförmig gewalzten Messingdrath aufgehängt, so dass sie in Folge der Elasticität desselben eine Schwingungsdauer von

[1]) Seebeck, l. c. — [2]) Baumgartner, Baumgartner und Ettingshausen Zeitschr. f. Physik u. Mathematik Bd. II, S. 430. 1827.* — [3]) Seebeck, l. c.

nur 0,56 Secunden besass, so nahm ihr Schwingungsbogen ohne Einwirkung der Kupferplatte während 160, in der Nähe derselben schon während 64 Schwingungen von 20° bis 10° ab.

Die Intensität der Inductionsströme wächst ferner mit der Zunahme des Momentes der Nadeln, so also auch die dämpfende Wirkung derselben. Deshalb wird auch eine Nickelnadel durch umgebende Metallmassen schwächer in ihren Schwingungen aufgehalten, als eine Stahlnadel [1]).

Da die Intensität der Inductionsströme auch der relativen Leitungs- 655
fähigkeit der Scheiben proportional ist, über denen die Nadel schwingt, so wird die Constante ε, d. h. das durch die Schwingungszeit T_I dividirte logarithmische Decrement der Leitungsfähigkeit der Scheiben direct proportional sein.

Schwingt die Nadel in der Luft, so wird der Luftwiderstand eine der Geschwindigkeit der Oscillationen der Nadel proportionale verzögernde Kraft ε_I hervorrufen. Unter dem Einfluss derselben mache die Nadel n Schwingungen, ehe sie vom Ausschlag B auf den Ausschlag C kommt. Ihre Schwingungsdauer sei T_I. Schwingt die Nadel nachher über zwei verschiedenen Metallplatten in der Luft, welche für sich die, ihren Leitungsfähigkeiten proportionalen, verzögernden Kräfte ε_{II} und ε_{III} auf die Nadel ausüben, so ist die ganze auf die Nadel wirkende verzögernde Kraft in beiden Fällen $\varepsilon_I + \varepsilon_{II}$ und $\varepsilon_I + \varepsilon_{III}$. Ist dann die Zahl der Schwingungen, während welcher der Ausschlag der Nadel von B auf C abnimmt, n_{II} und n_{III}, ist ihre Schwingungsdauer T_{II} und T_{III}, so hat man

$$\log B - \log A = n_I \varepsilon_I T_I = n_{II} (\varepsilon_{II} + \varepsilon_I) T_{II} = n_{III} (\varepsilon_{III} + \varepsilon_I) T_{III}.$$

In den meisten Fällen kann man die Schwingungsdauern T_I, T_{II}, T_{III} nahezu als gleich ansehen, wie dies auch Versuche von Seebeck (l. c.) ergeben, bei denen er eine Nadel von $2^7/_8$ Zoll Länge über 1 bis 6 viereckigen Kupferplatten von 5 Zoll Kante, über einer Marmorplatte und einem mit Papier bedeckten, mit Eisenfeilen und Baumwachs bestrichenen Papierblatte schwingen liess. Die Dauer von 12 Schwingungen innerhalb der Elongationen 45° und 10° schwankte nur zwischen 20 Secunden 29,6 Tertien und 20 Secunden 38,6 Tertien.

Setzt man nun $T_1 = T_{II} = T_{III}$, so erhält man:

$$\varepsilon_{II} = \frac{n_I - n_{II}}{n_{II}} \varepsilon_I, \quad \varepsilon_{III} = \frac{n_I - n_{III}}{n_{III}} \varepsilon_I,$$

$$\text{also } \varepsilon_{II} : \varepsilon_{III} = \frac{n_I - n_{II}}{n_{II}} : \frac{n_I - n_{III}}{n_{III}}.$$

Aus dieser Gleichung lässt sich das Verhältniss der den Werthen ε_{II} und ε_{III} proportionalen Leitungsfähigkeiten der Scheiben berechnen [2]). Auf diese Weise fand Seebeck die Zahl z der Schwingungen, während der

[1]) Seebeck, l. c. — [2]) Vergl. auch Harris, Phil. Trans. 1831, T. I, p. 67;* Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XLIV, p. 172. 1855.*

Ausschlag einer Magnetnadel über mehreren, ½ Linie dicken Platten von verschiedenen Stoffen von 45° auf 10° herabsank.

											z	l
Ueber einer Marmorplatte											116	—
„	„	Kupferplatte									26	100
„	„	Platte aus	1	Thl.	Antimon	und	3	Thln.	Kupfer		105	3
„	„	„	3	„	„	„	1	„	„		100	4,6
„	„	„	1	„	Wismuth	„	3	„	„		94	6,8
„	„	„	3	„	„	„	1	„	„		104	3,3

Die unter l verzeichneten Zahlen geben die aus den Zahlen z berechneten relativen Leitungsfähigkeiten an.

Aehnliche Versuche von Arago (l. c.), welche eine dämpfende Wirkung auch bei Eisplatten und Crownglas, von Baumgartner (l. c.), welche dieselbe bei Holzplatten und Brodscheiben, von Harris, welche sie bei Ringen von Marmor, Holz, Sandstein, Glas, destillirtem Wasser nachweisen sollten, welche die schwingende Magnetnadel umgeben, sind wohl nicht ganz zuverlässig und theils von leitenden Feuchtigkeitsschichten auf den Platten, theils bei der grossen Nähe derselben an der oscillirenden Magnetnadel durch den Luftwiderstand bedingt. Jedenfalls sind die Wirkungen äusserst gering.

Lässt man eine Magnetnadel über glühenden Metallscheiben schwingen, so beobachtet man eine schwächere Wirkung auf dieselbe, da das Leitungsvermögen der Scheiben bei der hohen Temperatur bedeutend abnimmt [1]).

Ueber Eisenfeilen und Eisenscheiben, in denen die Nadel in jeder Lage unter ihren Polen ungleichnamige Pole hervorruft, welche sie in ihrer Stellung festhalten, ist die Abnahme der Schwingungsweiten viel bedeutender, als man nach der geringen Leitungsfähigkeit der Metallmassen erwarten sollte.

656 Mit der Entfernung der Magnetpole von den in ihrer Nähe befindlichen Metallmassen nimmt die Intensität der Inductionsströme in denselben ab, also auch die dämpfende Rückwirkung derselben auf die schwingende Nadel. Saigey [2]) hat die Zahlen der Schwingungen einer 1^{mm} dicken, 41^{mm} langen Magnetnadel in der Luft (n_I) und über drei Kupferplatten (n_{II}) von 156^{mm} Durchmesser und 0,98, 1,09 und $1,21^{mm}$ Dicke bestimmt, während ihr Schwingungsbogen um gleich viel Grade abnahm. Indem er irrthümlich die hemmende Wirkung dem Werth $n_I - n_{II}$ proportional setzt, findet er das Resultat, dass während die Abstände x der Nadel von der Platte in arithmetischer Reihe zunehmen, die hemmende Wirkung y in geometrischer Reihe abnähme, so dass sie der Formel $y = ab^{1-x}$ entspräche, wo a und b Constante sind [3]).

[1]) Vergl. indess de Haldat, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIX, p. 232. 1828;* Pogg. Ann. Bd. XIV, S. 598.* — [2]) Saigey, Bullet. des Sciences 1828, p. 33; Pogg. Ann. Bd. XV, S. 88.* — [3]) Vergl. auch Baumgartner, Baumgartner und Ettingshausen Zeitschr. Bd. II, S. 426. 1827.*

Als Harris (l. c.) eine Magnetnadel in einem von 12 concentrischen Ringen (1 bis 12), welche je 0,025 Zoll dick waren und genau ineinander passten, schwingen liess, fand er nach der §. 655 entwickelten Formel die dämpfende Kraft des Ringes:

Nro.	1	2	3	4	6	8
	8,54	4,52	3,45	2,38	1,53	1,00.

Wirken gleichzeitig mehrere Ringe, so addirt sich ihre dämpfende Wirkung direct, so dass die Inductionswirkung auf die äusseren Ringe durch das zwischenliegende Kupfer der inneren Ringe nicht gehemmt wird.

Das analoge Resultat erhielt Moser [1]), als er vor einer Magnetnadel 1 bis 4 gleich grosse Kupferscheiben einzeln oder aneinander geschichtet aufstellte, und nun die Schwingungszahlen der Nadel zählte, in denen sich ihre Elongationen, die an dem Fadensysteme im Ocular des Fernrohres abgelesen wurden, welches zur Beobachtung des Standes der Nadel verwendet wurde, um gleichviel verringerten.

Da indess bei Nebeneinanderlegung mehrerer dämpfender Scheiben der Abstand der entfernter liegenden von den Magnetpolen immer mehr zunimmt, so erreicht man bald eine Grenze, bei welcher eine Vermehrung ihrer Zahl nicht mehr die Dämpfung verstärkt [2]).

So fand Seebeck (l. c.) die Zahl der Schwingungen einer Nadel, während deren ihre Elongationen von 45^0 auf 10^0 sich verminderten, über

1	2	3	4	6	7 – 45	Kupferplatten
26	$17^1/_2$	14	13	12	11.	

Dasselbe ergiebt sich, wenn man statt einer dünnen Platte allmälig dickere anwendet [3]).

Man benutzt die Dämpfung der Schwingungen der Magnetnadel durch Metallmassen bei vielen zur Messung der Stromintensität und des magnetischen Momentes bestimmten Apparaten, bei welchen man eine schnelle Einstellung einer Magnetnadel in ihre Ruhelage bewirken will. — Je schneller diese Einstellung erfolgen soll, desto bedeutender muss die Dämpfung sein. Man lässt deshalb dann die Magnetnadel nicht nur über einer Kupferscheibe schwingen, sondern umgiebt sie von allen Seiten mit einer kupfernen Hülle, wie z. B. bei den §. 181 beschriebenen Apparaten [4]).

Auch durch den Erdmagnetismus lassen sich in körperlichen Leitern inducirte Ströme erzeugen. Rotirt z. B. eine Kupferplatte in einer horizontalen Ebene oder noch besser in der auf der Richtung der Inclinationsnadel senkrechten Ebene, und verbindet man ihre Axe und ihren Rand durch amalgamirte Federn, welche gegen dieselben schleifen, 657

1) Moser, Dove's Rep. Bd. II, S. 126.* — 2) Seebeck, l. c. Pogg. Ann. Bd. VII, S. 211. 1826.* — 3) Vergl. Baumgartner, l. c. S. 427.* — 4) Zuerst von Gauss angewendet. Resultate des magn. Vereins 1837. S. 18.*

mit einem Galvanometer, so giebt der Ausschlag seiner Nadel an, dass, wenn die Scheibe in der Richtung des Uhrzeigers rotirt, in ihr Ströme inducirt werden, welche von ihrem Centrum zu ihrer Peripherie fliessen. Dieselben kehren bei entgegengesetzter Rotation der Scheibe ihre Richtung um, gerade wie wenn ein Südpol eines Magnetes unter der Platte sich befände [1]). — Diese Richtung der Ströme ergiebt sich unmittelbar, wenn wir den Erdstrom in der auf der Inclinationsnadel senkrechten Ebene von Ost durch Süd nach West fliessend denken. Die Richtung der inducirten Ströme ist dann stets die, dass sie durch ihre Wechselwirkung mit dem Erdstrom die Rotation der Metallscheiben zu hemmen streben.

Fällt die Ebene der rotirenden Scheibe mit dem magnetischen Meridian zusammen, oder fällt auch nur die Richtung der Inclination in ihre Ebene, so entstehen in ihr keine Inductionsströme.

Lässt man eine Kugel von Messing oder Kupfer unter dem Einfluss des Erdmagnetismus rotiren, so dass ihre Rotationsaxe mit der Inclinationsrichtung zusammenfällt, so werden in ihr Ströme inducirt, welche von ihren Polen zu ihrem Aequator oder umgekehrt fliessen und sich daher nur ausgleichen können, wenn man erstere und die am Aequator liegenden Punkte der Kugel leitend verbindet. — Bildet die Rotationsaxe einen Winkel mit der Inclinationsrichtung, so werden gleichfalls in der Kugel Ströme inducirt, welche den durch einen Kreisstrom Fig. 281 und 282, §. 631 inducirten völlig analog sind [2]). Ihre Richtung ergiebt sich im Allgemeinen leicht, wenn man sich die Lage des Erdstromes vergegenwärtigt. Rotirt die Kugel z. B. um eine von Ost nach West gerichtete Axe, so dass ihre nördlich gelegenen Punkte über ihre obere Seite nach Süden gehen, so entsteht in denselben, wenn sie sich auf der südlichen Seite der auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene des Erdstromes nähern, ein Strom von West nach Ost; wenn sie sich von derselben bei weiterer Drehung entfernen, ein Strom von Ost nach West. Umgekehrt werden auf der nördlichen Seite der Kugel die sich der Ebene des Erdstromes nähernden Theile der Kugel von Inductionsströmen, welche von Ost nach West, die sich von denselben entfernenden Theile von Strömen durchflossen sein, die von West nach Ost fliessen. Indem die beim Annähern und Entfernen inducirten Ströme sich zu geschlossenen Bahnen vereinen, wirken dieselben auf eine der Kugel genäherte Magnetnadel, als wenn die Kugel in der Ebene des Erdstromes auf ihrer südlichen Seite einen magnetischen Südpol, auf der nördlichen einen Nordpol erhalten hätte. — Rotirt ebenso die Kugel um eine in der magnetischen Meridianebene liegende, auf der Inclinationsrichtung senkrechte Axe, so dass ihre oberen Punkte von Ost nach West laufen, so zieht sie den Südpol der östlich von ihr aufgestellten Magnetnadel an, besitzt also auf der Ostseite einen Nordpol und umgekehrt auf der Westseite einen Südpol. Faraday (l. c.) prüfte diese Resultate an einer hohlen Messingkugel von 4 Zoll Durchmesser, die an einem Metallstiel mit der

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 149 u. flgde*. — [2]) Ibid., §. 160 u. flgde.*

Hand, sei es frei, sei es in einem Holzlager neben einem Glascylinder gedreht wurde, in welchem an einem Coconfaden ein verticaler Strohhalm hing. In diesen waren an beiden Enden in entgegengesetzten Richtungen die beiden Hälften einer magnetischen Nähnadel in horizontaler Lage eingesenkt. Der Apparat wurde neben der rotirenden Kugel so aufgestellt, dass die Axen der Magnetnadeln mit dem magnetischen Meridian parallel lagen, und die obere Nadel mit dem Mittelpunkt der rotirenden Kugel sich in derselben Horizontalebene befand.

Drittes Capitel.

Einfluss der inducirten Ströme auf den zeitlichen Verlauf der galvanischen Ströme und der Magnetisirung.

I. Einfluss der inducirten Ströme auf die Zeitdauer des Entstehens und Verschwindens der Ströme.

658 Wird der Schliessungskreis einer constanten galvanischen Säule plötzlich geschlossen, so fällt die Zeit, in welcher die Intensität des in demselben entstehenden Stromes bis auf eine constant andauernde Grösse anwächst, mit der Zeit der Schliessung zusammen, wenn nicht in dem Schliessungskreise selbst inducirte Ströme entstehen können. Wir nehmen dabei vorläufig an, wie es für die im Folgenden zu erwähnenden Fälle statthaft ist, dass die Zeit verschwindend klein sei, innerhalb deren die freien Elektricitäten auf der Oberfläche der Leiter sich in der Art anhäufen, wie es zur Herstellung des constanten Stromes erforderlich ist, dass die Geschwindigkeit der Bewegung der Elektricitäten in den Leitern selbst sehr gross sei, und endlich die Inductionswirkungen der geradlinigen Theile der Leitung aufeinander zu vernachlässigen seien. Diese Umstände werden wir erst in den letzten Paragraphen dieses Bandes in Betracht ziehen. Enthält dagegen der Schliessungskreis z. B. eine Drathspirale, so werden durch das Ansteigen des Stromes in den ersten Momenten der Schliessung in der Spirale Extraströme inducirt, welche dem entstehenden Strome entgegengerichtet sind, also denselben schwächen, und deren Intensität der in jedem Moment erfolgenden Aenderung der Intensität des Stromes entspricht. Diese Extraströme verzögern das Anwachsen des Stromes bis zum Maximum seiner Intensität.

Inwieweit die Extraströme die Intensitätsänderungen des Stromes in 659
den ersten Momenten seiner Schliessung bedingen, ist von Helmholtz[1] theoretisch und experimentell untersucht worden.

Es sei die Intensität des Stromes in jedem Moment I, die elektromotorische Kraft des primären Stromes E, der Widerstand des Schliessungskreises W, das Potential der in demselben befindlichen Spirale auf sich selbst P, das Widerstandsmaass sei so gewählt, dass die Inductionsconstante $\varepsilon = 1$ ist; so ist die elektromotorische Kraft des inducirten Stromes in jedem Moment $-P\frac{dI}{dt}$; also die gesammte Intensität des Stromes in demselben Moment gegeben durch die Gleichung:

$$IW = E - P\frac{dI}{dt},$$

d. i. wenn die Zeit t vom Beginn der Schliessung an gezählt wird:

$$I = \frac{E}{W}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right) \quad \text{. (1)}$$

Nach dieser Formel lässt sich die Intensität I des Stromes für die ersten Zeiten der Schliessung in jedem Augenblick berechnen. — Bei längerer Schliessung nähert sich dieselbe immer mehr dem Werth $I_m = \frac{E}{W}$, welchen der Strom ohne Einfluss der Induction besässe.

Die Gesammtintensität F des Stromes von Anfang der Schliessung an bis zur Zeit t ergiebt sich aus Formel (1):

$$F = \int_0^t I dt = \frac{E}{W}\left\{\left(t - \frac{P}{W}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right)\right)\right\} \quad . \quad (2)$$

Die Gesammtintensität des Extrastromes aber, welche sich von der Intensität $\frac{E}{W}$ des primären Stromes bis zu seiner völligen Constanz subtrahirt, ist:

$$-\frac{E}{W}\int_0^\infty e^{-\frac{W}{P}t} dt = -\frac{PE}{W^2} \quad \text{. (3)}$$

Wird der Schliessungskreis geöffnet, nachdem die Stromintensität in demselben constant geworden ist, so ist die in sich geschlossene Leitung desselben unterbrochen. Der Oeffnungsextrastrom kann also nur so lange andauern, als nach der Unterbrechung noch in dem entstehenden Funken ein Uebergang von Materie an der Unterbrechungsstelle, also eine Vermittelung der Leitung stattfindet. Sobald der Funken aufhört, verschwindet auch der Oeffnungsextrastrom.

Wird dagegen zur Zeit t nach der ersten Schliessung die den Strom liefernde Säule von der Spirale losgelöst, dafür aber die letztere durch eine Nebenschliessung von gleichem Widerstand mit der Säule geschlossen,

[1]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 505. 1851.*

so ist der Widerstand des neu gebildeten Schliessungskreises der gleiche, W, wie vorher. Durch denselben fliesst dann der Extrastrom, welcher durch das Verschwinden des im Moment des Oeffnens vorhandenen Stromes inducirt wird. Die Intensität dieses Stromes ist zur Zeit ϑ nach der Loslösung gleich $Ie^{-\frac{W}{P}\vartheta}$, also die Gesammtintensität des Oeffnungsinductionsstromes gleich

$$O = \frac{PI}{W} = \frac{PE}{W^2}\left(1 - e^{-\frac{W}{P}t}\right).$$

Geschähe die Umschaltung erst, nachdem der Strom constant geworden wäre, d. h. zur Zeit $t = \infty$, so würde $O = \frac{PE}{W^2}$ sein, d. h. der Oeffnungsextrastrom zeigte dieselbe Gesammtintensität, hätte aber die entgegengesetzte Richtung wie der Schliessungsextrastrom.

Würde man neben einer Spirale in den Schliessungskreis der Säule noch ein Galvanometer einfügen, den Kreis erst schliessen und kurz darauf, nach der Zeit t, die Säule durch eine Nebenschliessung von gleichem Widerstand ersetzen, so durchflössen das Galvanometer die beiden Ströme

$$F + O = G = \frac{E}{W}t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

welche, wenn die Zeit t klein ist gegen die Schwingungsdauer der Nadel des Galvanometers, dieselbe nahezu beide in ihrer Ruhelage treffen.

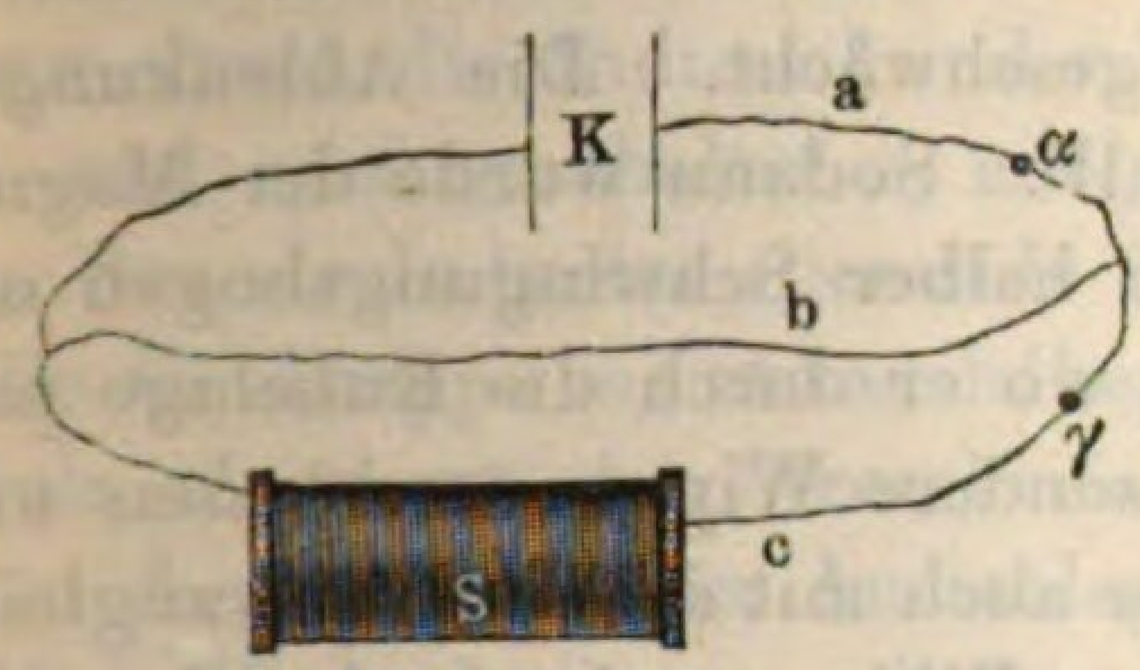
Aus dem Werthe G kann der Werth t berechnet werden, und wiederum der Werth F, der auch direct beobachtet werden kann, so dass die Intensität des Stromes am Anfang seiner Schliessung in jedem Moment genau bestimmt ist.

Für die Versuche ist es zweckmässig, dass das Ansteigen der Intensität zum Maximumwerth I_m langsam erfolge, also die Zeit t, innerhalb deren der Strom eine bestimmte Intensität I erreicht, lang sei. Aus Formel (1) ergiebt sich, dass dies eintritt, wenn der Bruch $\frac{W}{P}$ klein ist, also erstens W klein ist, d. h. zunächst der Widerstand der Schliessung mit Ausnahme der Inductionsspirale möglichst gering ist; zweitens das Potential P gross ist. Letzteres könnte man einmal erreichen, indem bei gleichbleibendem Gewicht des Drathes der Spirale seine Länge vernfacht würde. Dadurch würde aber sowohl W, als auch P auf das n^2fache gesteigert und Bruch $\frac{W}{P}$ unverändert bleiben. Man muss daher der Spirale möglichst viele, recht eng gewundene Windungen geben.

660 Es befinde sich neben der Spirale S, Fig. 293, noch eine Nebenschliessung b in dem Stromkreise der Säule K; es werde zur Zeit $t = o$ die Säule im Punkt a mit der Nebenschliessung und Spirale verbunden.

Bezeichnet man die Intensitäten und Widerstände der drei Zweige mit $i_a, w_a, i_b, w_b, i_c, w_c$, die elektromotorische Kraft der Säule mit E, ist P das Potential der Spirale auf sich selbst, so ist die in ihr in jedem Moment inducirte elektromotorische Kraft der Induction $-P\frac{di_c}{dt}$. Man hat also zur Zeit t:

Fig. 293.



$$i_a = i_b + i_c.$$

$$E - i_a w_a = i_b w_b, \qquad P\frac{di_c}{dt} + i_c w_c = i_b w_b,$$

d. i., wenn $w_a w_b + w_b w_c + w_c w_a = r$ gesetzt wird:

$$E w_b - i_c r - P(w_a + w_b)\frac{di_c}{dt} = o$$

und

$$i_c = \frac{E w_b}{r}\left\{1 - e^{-\frac{rt}{P(w_a + w)}}\right\},$$

woraus sich i_a und i_b berechnen lassen.

Wird dann zur Zeit t der Stromkreis c etwa bei γ geöffnet, so kann der Oeffnungsextrastrom in c nicht zu Stande kommen, und der Ausschlag eines vor die Spirale S gestellten Magnetes entspricht der Gesammtintensität des Stromes in c von Anfang der Schliessung bis zur Zeit t, analog der Formel (2), §. 659:

$$F_c = \int_o^t i_c\, dt = \frac{E w_b}{r} t - \frac{w_a + w_b}{r} P i_c. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Oeffnet man dagegen zur Zeit t den Stromkreis in einem Punkte des Zweiges a, z. B. in α, so bildet sich der Oeffnungsextrastrom und durchfliesst die Zweige b und c mit einer Intensität, die $\frac{P i_c}{w_b + w_c}$ entspricht. Die Gesammtwirkung des Stromes in der Spirale auf den Magnet von Anfang der Schliessung an ist dann:

$$G_c = F_c + \frac{P i_c}{w_b + w_c} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Auch durch diese Formeln ist der ganze Verlauf des Ansteigens der Intensität des Stromes vom Anfang der Schliessung an gegeben.

Die Prüfung der Formeln (2) bis (6) wurde auf experimentellem Wege 661
vorgenommen.

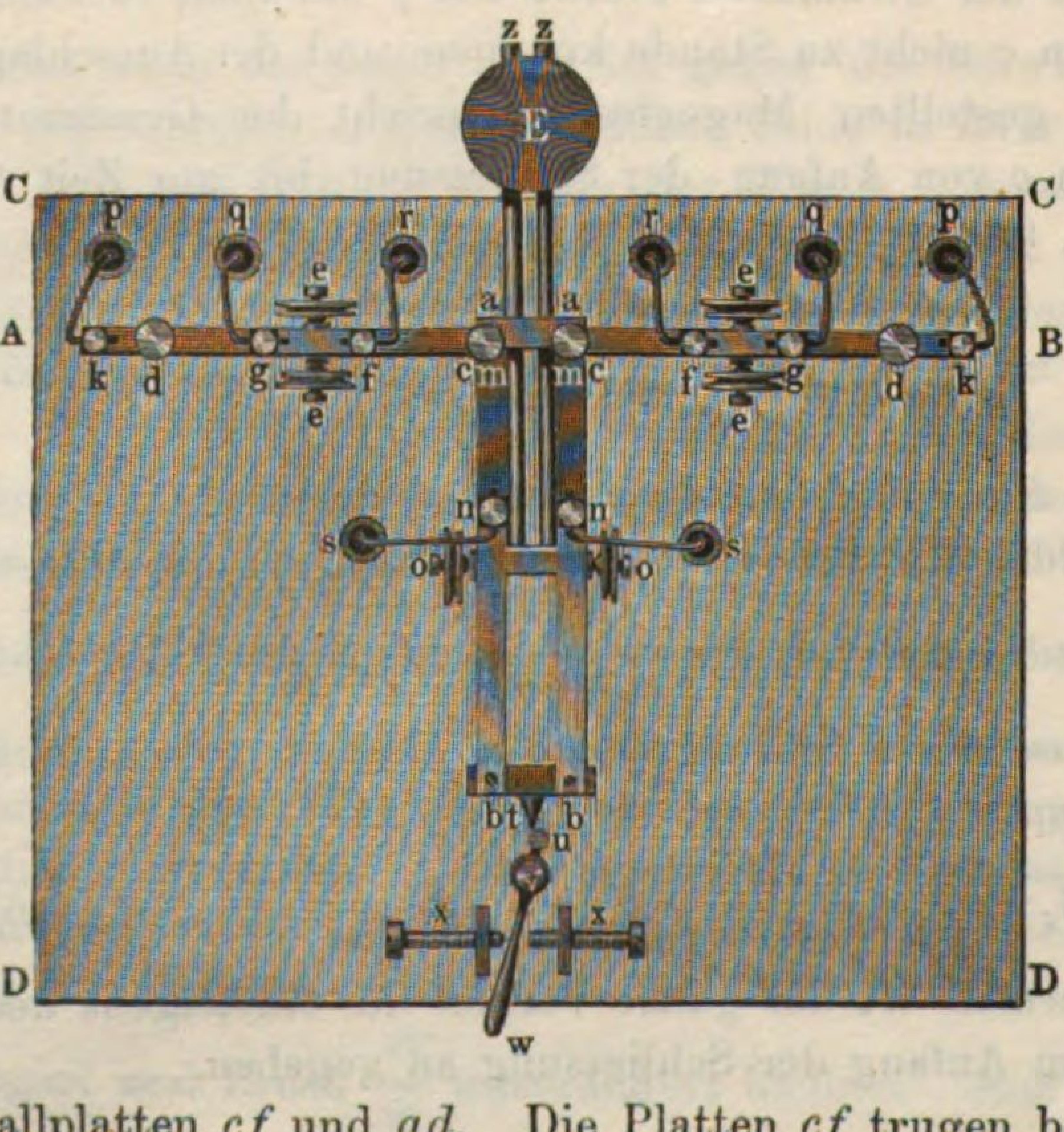
Für den ersten Fall der Formeln (2) und (3), bei denen keine Nebenschliessung in den Stromkreis eingefügt war, wurde der Strom einer Säule von vier Daniell'schen Elementen durch einen Multiplicator geleitet, dessen Widerstand dreissigmal so gross war, als der der Säule, und der zu-

gleich als Inductor und strommessender Apparat diente. Vor demselben war ein mit einem Spiegel versehener Magnet aufgehängt. Der Strom wurde zuerst dauernd durch den Multiplicator geleitet; indess dabei seine Intensität durch eine Nebenleitung bedeutend geschwächt. Die Ablenkungen des Magnetes ergaben die Grössen E und W. Sodann wurde der Magnet möglichst zur Ruhe gebracht, so dass sein halber Schwingungsbogen nur eine kleine Grösse α besass. Im Moment, wo er durch die Ruhelage passirte, wurde nun der Strom durch eine besondere Wippe geschlossen und sodann wieder durch dieselbe geöffnet, oder auch mit dem Oeffnen zugleich durch einen besonderen Drath von gleichem Widerstand wie der der Batterie wieder geschlossen. Der Ausschlag des Magnetes betrage jetzt β. Die Gesammtintensität I des Stromes während der Zeit seiner Schliessung ergiebt sich dann aus der Formel:

$$I = \frac{PT}{\pi}(\beta - \alpha),$$

wo T die Schwingungsdauer des Magnetes, P die horizontale Componente des Erdmagnetismus ist (vgl. §. 212). Die Wippe, welche zum Oeffnen und Schliessen des Stromes diente, bestand im Wesentlichen aus einem Hebel von Elfenbein ab (Fig. 294), welcher durch ein Gewicht E heruntergedrückt, durch einen Vorreiber uw aber in die Höhe gehalten wurde. Der Hebel trug zwei mit den Quecksilbernäpfen s verbundene Metallplatten mn, welche unter m in zwei, durch Schrauben hoch und nieder zu stellende Goldkuppen endeten. Unter diesen lagen die Enden zweier um 90° gegen den Hebel ab gedrehter Hebel cd von Elfenbein, deren Enden c durch Federn in die Höhe gehalten waren. Diese Hebel trugen zwei von einander isolirte Metallplatten cf und gd. Die Platten cf trugen bei c Goldplättchen, gegen welche die Kuppen m beim Herunterfallen des Hebels ba stiessen. Dadurch wurden die Hebel cd bei c heruntergedrückt und bei d gehoben. Die Enden f der Platten cf communicirten mit den Quecksilbernäpfen r. Ebenso waren die Enden g der Platten gd mit den Quecksilbernäpfen q verbunden. Das Ende d derselben trug an einer Schraube wiederum eine Goldkuppe, welche in der Ruhelage der Hebel gegen eine darunter lie-

Fig. 294.



gende Goldplatte drückte; diese letztere war durch eine kleine Klemmschraube k mit dem Quecksilbernapf p verbunden.

Wir wollen die Buchstaben auf der linken und rechten Seite der Figur durch die Indices l und r bezeichnen. Wird nun eine Säule zwischen s_l und r_l eingeschaltet, s_l mit p_r, r_l mit r_r verbunden und zwischen r_r und q_r das als Inductor dienende Galvanometer eingeschaltet, so wird, wenn die Goldkuppe m_r etwas höher steht als m_l, beim Herunterfallen des Hebels ab zuerst der Stromkreis bei m_l geschlossen, sogleich darauf wieder bei d_r geöffnet. Der Ausschlag des Galvanometers giebt dann den Werth F. Wird dagegen zwischen s_r und q_r noch eine Nebenschliessung von gleichem Widerstand mit der zwischen s_l und r_l befindlichen Säule eingefügt, so wird beim Oeffnen des Stromkreises bei d_r in Folge dieser Nebenschliessung der im Galvanometer inducirte Strom durch den Kreis $q_r s_r a_r r_r$ fliessen; die Ablenkung giebt dann den Werth G. Aus letzterem lässt sich die Zeit t zwischen dem Schliessen und Oeffnen des Stromes und aus dieser wiederum F berechnen.

In Folge der Fortpflanzungszeit der Bewegung in den Hebeln cd erfolgt das Auffallen der Goldkuppen m auf die Platten c und das Abheben der Kuppen d von den unter ihnen befindlichen Platten nicht ganz gleichzeitig. Um die dazwischen verlaufende Zeit z zu bestimmen, wurde ein Strom durch das Auffallen von m_r auf a_r geschlossen und durch das Abheben von d_l von der darunter liegenden Platte geöffnet und der Ausschlag des Galvanometers bestimmt. Es ergab sich die Zeit $z = 0{,}000337$ Sec. — Würde bei Einschaltung der Nebenschliessung zwischen q_r und s_r die Schliessung des Stromkreises bei m_l und Oeffnung desselben bei m_r gleichzeitig erfolgen, so würde hiernach der Ausschlag des Galvanometers doch nur 1,832 Scalentheile betragen haben.

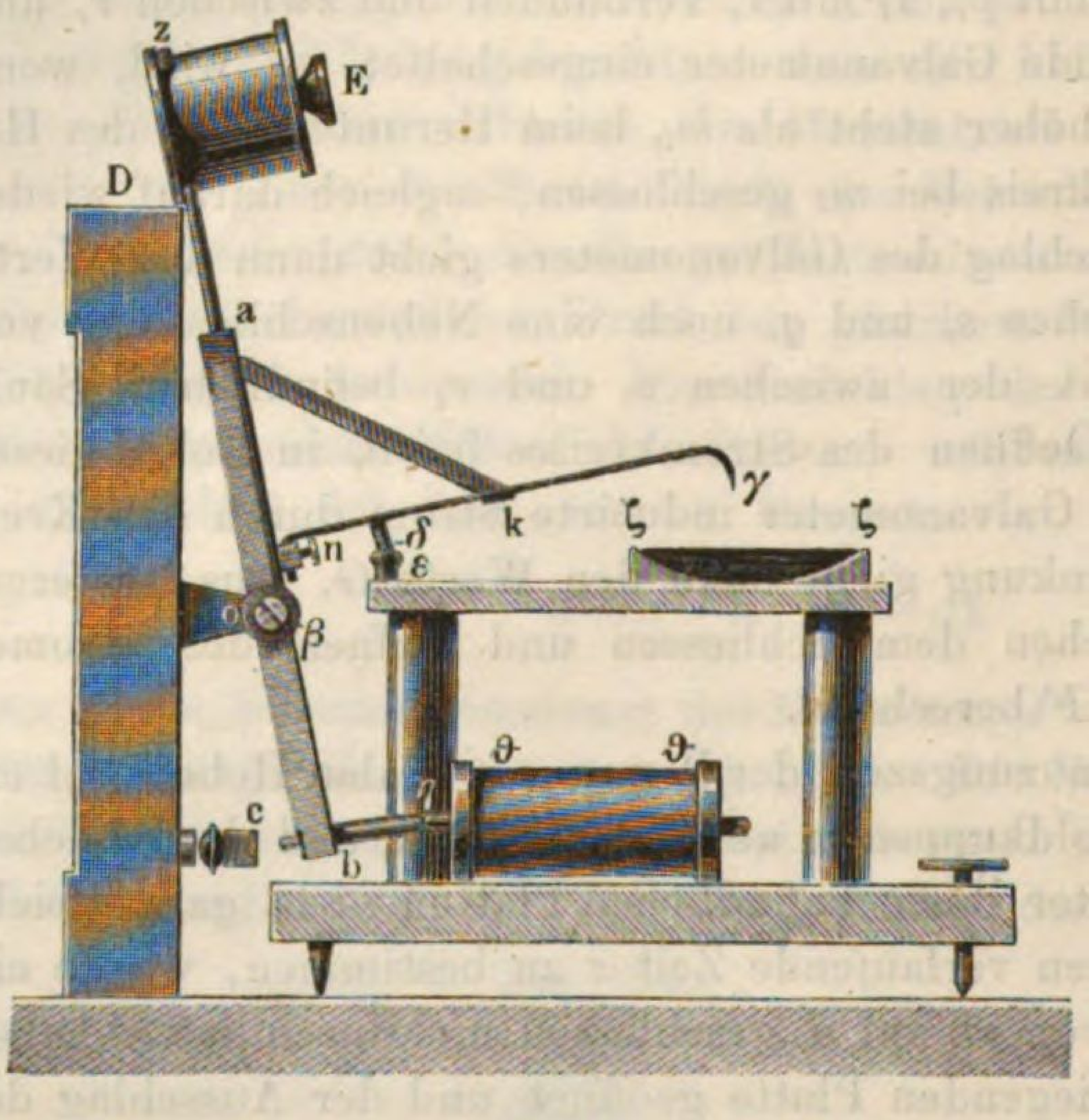
Auf diese Weise ergab sich bei Bestimmung der Werthe G, t (in $^1/_{100}$ Secunden) und F:

G	t	F beobachtet	F berechnet aus G
0,981	0,038	0,356	0,324
3,869	0,103	1,950	1,797
6,500	0,162	3,723	3,724
10,867	0,260	7,862	7,550
15,876	0,372	12,731	12,336
24,762	0,566	21,062	21,101

Bei den Versuchen, wo von vornherein eine Nebenschliessung be- 662 steht, und welche zur Prüfung der Formeln (5) und (6) dienten, war nur eine Schliessung und darauf folgende Oeffnung des Stromes, nicht aber die Zwischenschaltung einer Nebenschliessung erforderlich, und die oben erwähnte Zeit z konnte auf die Versuche nicht so störend einwirken. Bei diesen stellte Helmholtz die Wippe vertical und änderte nur den Hebel ab (Fig. 295 a. f. S.) ein wenig ab. Derselbe trug an seinem einen Ende das Gewicht E und an dem anderen Ende b einen kleinen Arm η, der mit einem

in der Spirale ϑ liegenden Eisencylinder verbunden war. Ausserdem war an ihm der kupferne Arm $n\gamma$ angebracht, von dem ein Kupferdrath δ in das Quecksilbernäpfchen ε eintauchte, und dessen Spitze γ von Platin über einer reinen Quecksilberoberfläche ζ schwebte. Wurde durch die Spirale ϑ ein Strom geleitet und dieser geöffnet, so fiel der Hebel durch das Gewicht E nach vorn über, der Stromkreis wurde zwischen den Quecksilbernäpfen ε und ζ geschlossen und gleich darauf stiess der Hebel bei b gegen den darunter liegenden Hebel cd, der den Schliessungskreis, in welchen die Quecksilbernäpfe q und p (Fig. 294) eingefügt sind, öffnet.

Fig. 295.



Bei Anwendung dieser Wippe wurden mit Einfügung einer constanten Nebenschliessung die Werthe F_c und G_c bestimmt. Die Säule bestand dabei aus 2×4 hintereinander verbundenen Daniell'schen Elementen; die Inductionsspirale aus einem 64^m langen Drath; ihr innerer und äusserer Durchmesser betrug 20^{mm} und 87^{mm}, ihre Höhe 40^{mm}. Als Nebenschliessung diente ein $1{,}5^m$ langer, zickzackförmig auf einem Brett befestigter Drath. — Die Intensität der Ströme wurde gemessen, indem die Ablenkungen eines an einem Coconfaden parallel der Grundfläche der Inductionsspirale aufgehängten Magnetstäbchens bestimmt wurden. — Die Wippe schloss erst den die Säule enthaltenden Zweig a (Fig. 293) und öffnete dann denselben oder den die Inductionsspirale enthaltenden Zweig c.

Nach Einführung einiger Vereinfachungen in der Rechnung wurde der wahrscheinliche Werth des Potentials P aus den Versuchen berechnet; die Widerstände w_c und w_b wurden mit denen eines bestimmten Drathes d verglichen, so wie die elektromotorische Kraft E und der Widerstand w_a aus den constanten Ablenkungen des Magnetes berechnet, welche sich ergaben, als in den Zweig c statt der Spirale zwei verschiedene Dräthe m und n eingefügt und dann die Spirale als Nebenleitung von n und endlich Drath d in den Zweig a eingefügt war.

So erhielt man als Mittel vieler Beobachtungen, von denen wir nur einige aufnehmen:

G	F beobachtet	F berechnet	Zeit t
80,775	67,243	67,391	0,01569
70,567	56,877	57,234	0,01379
58,640	45,470	45,562	0,01163
40,945	28,783	28,727	0,00844
29,025	18,360	18,086	0,00629
20,560	11,157	10,998	0,00463
12,802	5,370	5,317	0,00303
8,160	2,735	2,551	0,00201

Durch die sehr gute Uebereinstimmung der beobachteten und berechneten Werthe von F dürfte die Richtigkeit der oben aufgestellten Formeln völlig bewiesen sein.

Befindet sich neben einer primären inducirenden Spirale eine durch 663
eine Leitung in sich geschlossene Inductionsspirale, so würde gleichfalls ohne das Auftreten der Extraströme der in der Inductionsspirale inducirte Schliessungs- und Oeffnungsstrom das Maximum seiner Intensität gleichzeitig mit dem Schliessen und Oeffnen des Stromes der primären Spirale annehmen.

Beim Schliessen derselben wird indess schon durch die in ihr selbst auftretenden Extraströme das Ansteigen der Intensität des inducirenden Stromes bis zu seiner constanten Stärke I verzögert, und so wird auch in gleicher Weise die Bildung des Schliessungsinductionsstromes in der Inductionsspirale verzögert. Zugleich aber entstehen in letzterer Spirale selbst Extraströme, indem der Inductionsstrom in derselben allmälig bis zu einem Maximum anwächst. Da dieselben dem Inductionsstrom entgegengesetzt sind, so verzögern sie seine Entwickelung noch mehr. Wenn daher auch die Gesammtintensität desselben durch den Einfluss jener Extraströme ungeändert bleibt, — dieselbe muss ja stets der Gesammtänderung der Stromintensität in der primären Spirale von o bis I entsprechen —, so ist doch seine Zeitdauer verlängert, seine Intensität in jedem einzelnen Moment seines Verlaufes verringert.

In der primären Spirale werden endlich auch rückwärts durch das Anwachsen des Stromes in der Inductionsspirale und Verschwinden desselben Ströme inducirt, welche in dem ersten Theil des Verlaufes des Inductionsstromes demselben entgegen, im zweiten demselben gleichgerichtet sind, sich also Anfangs zu dem primären Strom addiren, später aber von demselben subtrahiren.

So wird hierdurch ebenfalls die Zeit des Anwachsens des primären Stromes geändert. Er wird Anfangs steiler ansteigen, als wenn die Inductionsspirale nicht sich neben der primären Spirale befände, später aber sich langsamer seinem Maximum nähern.

Wird die Inductionsspirale neben der primären Spirale geöffnet, so

fällt der letztere Grund der Veränderung des Ansteigens des inducirenden Stromes fort.

Wie eine in sich geschlossene Inductionsspirale wirken hier in sich geschlossene cylindrische Metallhüllen, welche die primäre Spirale umgeben, oder massive Metallkerne, welche in dieselbe hineingeschoben werden. Sind die Metallhüllen der Länge nach aufgeschnitten, so fehlt für die Inductionsströme in ihnen die geschlossene Bahn, sie können sich nicht bilden und auf die Entwickelung des primären Stromes zurückwirken.

Beim Oeffnen des primären Stromes sinkt die Intensität desselben schnell auf Null; die Ursache der Inductionsströme in der secundären Spirale ist momentan, dieselben steigen schnell bis zu ihrem Maximum an und sinken dann in Folge der Extraströme in der secundären Spirale allmälig bis auf Null. In der primären Spirale würde, wenn sie geschlossen bliebe, der Inductionsstrom der secundären Spirale beim Entstehen einen ihm selbst entgegengerichteten, also auch dem primären Strom entgegengesetzten, beim Verschwinden einen demselben wiederum gleichgerichteten tertiären Strom induciren. Da indess die primäre Spirale gerade bei der Bildung der Inductionsströme geöffnet wird, kann jedenfalls nur ein Theil der tertiären Ströme in derselben zur Ausgleichung kommen, so lange noch der Oeffnungsfunken die Leitung herstellt; also namentlich der dem primären Strome entgegengerichtete tertiäre Strom. Der dem primären Strome gleichgerichtete Oeffnungsextrastrom wird dadurch geschwächt, der Oeffnungsfunken z. B. wird kleiner.

Aehnliche Erscheinungen treten auf, wenn nur durch Oeffnen oder Schliessen einer Nebenleitung zur inducirenden Spirale die Intensität des Stromes in jener Spirale geändert wird, und dadurch in einer benachbarten Inductionsspirale ein Strom entsteht.

Die eben erwähnte Zeitdauer der inducirten Ströme hat unter Anderen Guillemin[1]) dargethan, indem er durch einen Disjunctor einen Schliessungskreis schloss oder öffnete, welcher eine Säule und eine Drathspirale von 600^{m} Kupferdrath von $^{1}/_{4}$^{mm} Dicke enthielt. Die letztere war umgeben von einer Inductionsspirale, welche durch einen Eisendrath von $^{1}/_{3}$^{mm} Dicke und 300^{m} Länge geschlossen war. Durch den Disjunctor wurde zu verschiedenen Zeiten nach dem Schliessen des inducirenden Stromes eine Nebenschliessung an der Inductionsspirale angebracht, indem ihre mit dem Eisendrath verbundenen Enden mit einem Galvanometer verbunden wurden. Es zeigte sich eine Andauer des Schliessungs- sowie des Oeffnungsstromes, die in einem Versuch etwa 0,005 Secunden betrug. Bei Einlegen eines Eisenkernes in die Spiralen wuchs diese Dauer sehr stark, selbst bis zum 20fachen an (s. d. folgd. Abschnitt).

664 Eine vollständige Berechnung des Verlaufes des inducirenden, wie des Inductionsstromes ist für verschiedene Fälle von E. du Bois-

[1]) Guillemin, Compt. rend. T. L, p. 1104. 1860.*

Reymond [1]) angestellt worden. Wir wollen die Einheit der Widerstände so wählen, dass die Inductionsconstante $\varepsilon = 1$ zu setzen ist, und die Inductionswirkungen der Theile der Leitungen vernachlässigen, welche nicht in Form von Windungsreihen inducirend auf einander einwirken. Die Schliessungen und Oeffnungen der Stromkreise mögen stets in einer unmessbar kurzen Zeit vor sich gehen. In den Figuren bedeute stets *S* die inducirende, *Σ* die Inductionsspirale, *K* die den primären Strom erregende Kette, *a* den Punkt, in welchem das Schliessen oder Oeffnen ihres Schliessungskreises stattfindet.

Es sei die elektromotorische Kraft der den inducirenden Strom erzeugenden Kette $= E$
der Gesammtwiderstand ihres Schliessungskreises $= w$
das Potential der inducirenden Spirale auf sich selbst . . . $= P$
der Gesammtwiderstand des secundären Inductionskreises . . $= w_\sigma$
das Potential der Inductionsspirale auf sich selbst $= \Pi$
das Potential der beiden Spiralen auf einander $= Q$
die constante Intensität des Stromes in dem primären Kreise (nach dem Aufhören der etwaigen Inductionsströme) . . $= I = \frac{E}{w}$
die Intensität des Stromes im primären Schliessungskreise während der Dauer des beim Schliessen oder beim Oeffnen entstehenden Inductionsstromes in demselben $= I_a$ und I_e
die Intensität des Inductionsstromes in der secundären Spirale zu den entsprechenden Zeiten $= i_a$ und i_e

1. Wir betrachten zuerst die **Induction in einer Nebenrolle durch Oeffnen des primären Stromkreises** (Fig. 296). Dieselbe

Fig. 296.



ist schon von Helmholtz berechnet worden [2]). Beim Oeffnen des primären Kreises verschwindet der inducirende Strom in demselben plötzlich; es wird in dem Inductionskreise ein Strom inducirt, dessen Gesammtintensität gegeben ist durch die Gleichung (vergl. §. 606):

$$\int_0^\infty i_e \, dt = \frac{IQ}{w_\sigma} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Da der inducirende Kreis während des Verlaufes des Induction-

[1]) Nach einer Originalmittheilung. Vgl. auch Monatsber. d Berlin. Acad. 26. Juni, 1862.* — [2]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 536. 1851.*

stromes geöffnet ist, werden Rückwirkungen des letzteren auf jenen Kreis nicht eintreten; wir haben also nur die durch die Aenderungen der Intensität des Inductionsstromes selbst in dem secundären Kreise bewirkte Induction zu beachten. Die hierdurch in jedem Augenblicke inducirte elektromotorische Kraft ist aber gegeben durch die Gleichung

$$i_e w_\sigma = -\Pi \frac{di_e}{dt} \text{ oder } i_e = Ce^{-\frac{w\sigma}{\Pi}t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

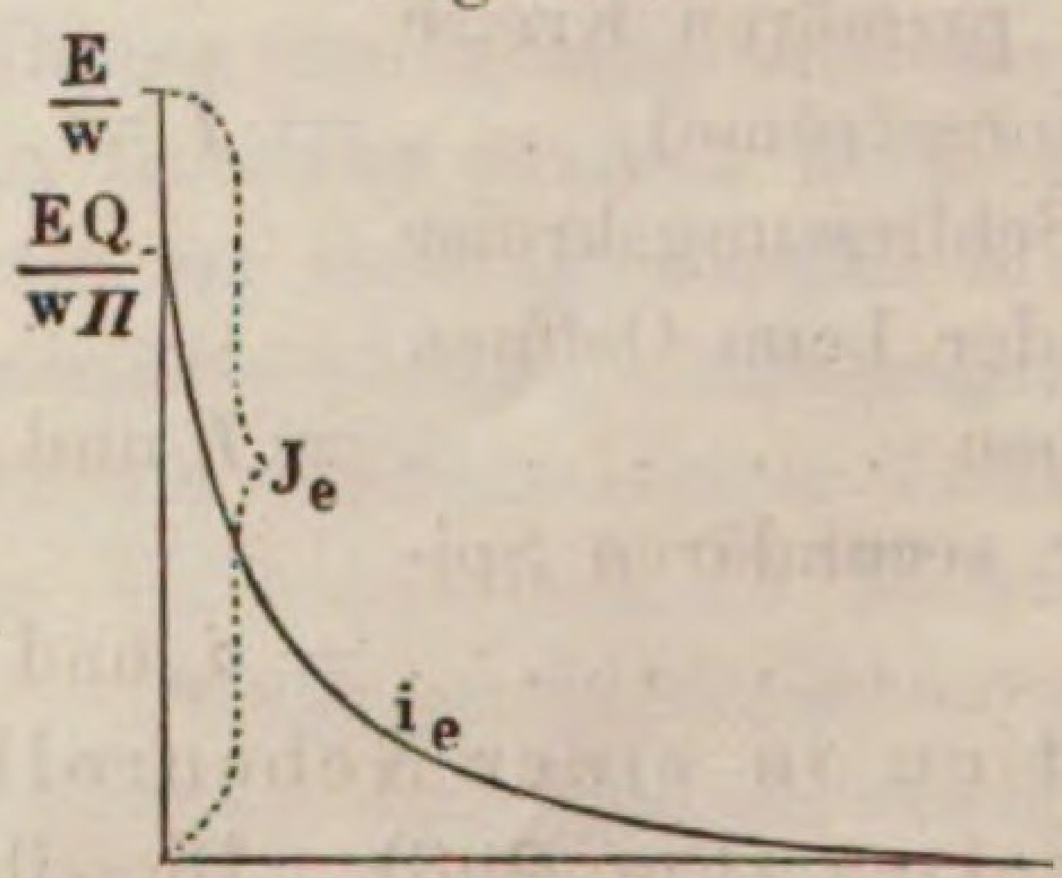
Setzt man diesen Werth für i_e in Gleichung (1) ein, so erhält man

$$\frac{\Pi}{w_\sigma} C = \frac{IQ}{w_\sigma} = \frac{EQ}{w \cdot w_\sigma}$$

$$i_e = \frac{EQ}{w\Pi} e^{-\frac{w_\sigma}{\Pi}t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

Verzeichnen wir als Abscissen (Fig. 297) die Zeiten von Anfang der Oeffnung des primären Stromes, als Ordinaten die Intensitäten des inducirenden und inducirten Stromes, so werden in beifolgender Figur die Curven I_e und i_e den Verlauf der Intensitäten beider Ströme angeben. Die Intensität des inducirenden Stromes sinkt also, wie wir schon erwähnt, plötzlich von I bis auf Null, die Intensität des Inductionsstromes steigt aber plötzlich bis zu $i_e = \frac{EQ}{w\Pi}$ und sinkt dann allmälig auf Null herab.

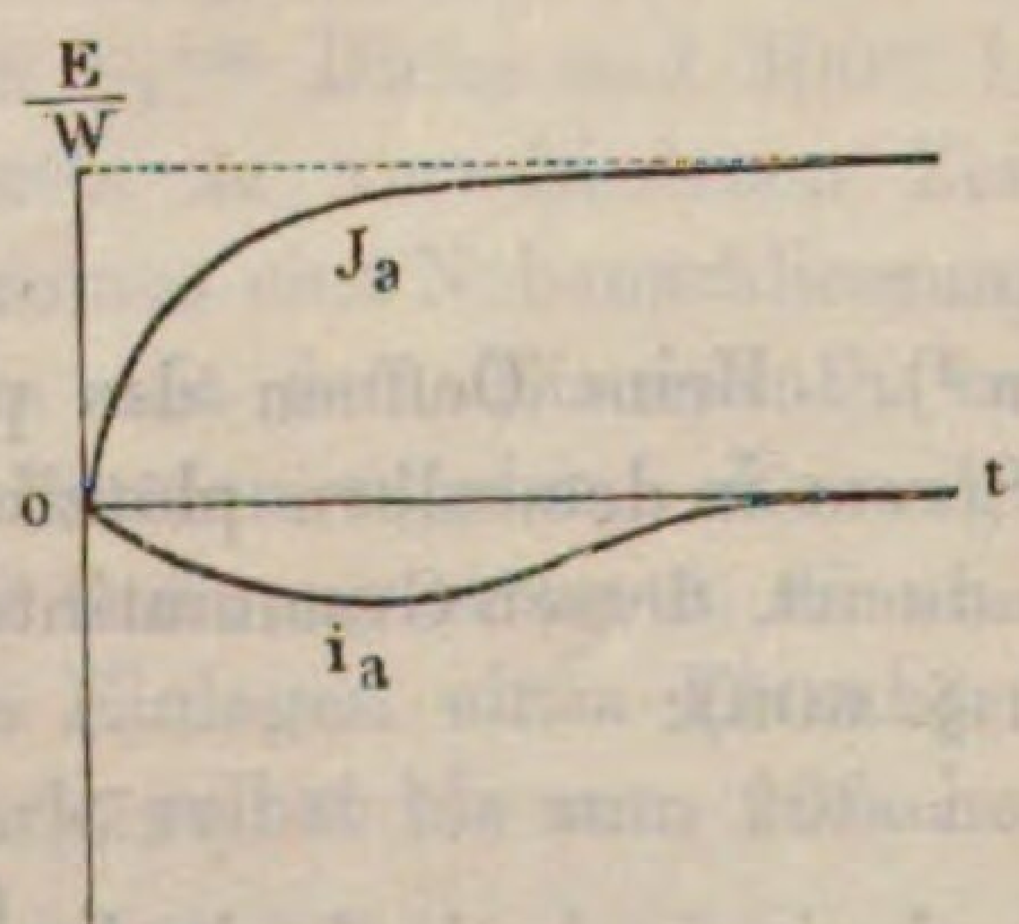
Fig. 297.



2. Induction in einer Nebenrolle durch Schliessen des primären Kreises.

Wächst beim Schliessen des primären Kreises in a (Fig. 296) die Intensität in demselben allmälig bis zu I an, so wird in demselben in jedem Augenblicke ein Extrastrom von der Intensität $-\frac{P}{w}\frac{dI_a}{dt}$ entstehen. Zugleich wird in der Inductionsspirale ein Strom inducirt, dessen Intensität durch $i_a = -\frac{Q}{w_\sigma}\frac{dI_a}{dt}$ dargestellt ist. Indem dieser seine Intensität ändert, inducirt er wiederum in der primären Spirale einen Strom von der Intensität $-\frac{Q}{w}\frac{di_a}{dt}$, in der Inductionsspirale selbst einen Strom von der Intensität $-\frac{\Pi}{w_\sigma}\frac{di_a}{dt}$. Die in den beiden Schliessungskreisen der inducirenden und Inductionsspirale erzeugten Ströme sind also bestimmt durch die zwei simultanen Differentialgleichungen:

Fig. 298.



$$I_a w = E - P\frac{dI_a}{dt} - Q\frac{di_a}{dt} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

$$i_a w_\sigma = - Q\frac{dI_a}{dt} - \Pi\frac{di_a}{dt} \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Die Integration dieser Gleichungen giebt:

$$I_a = \frac{E}{2\,w\varrho_a}\left\{2\,\varrho_a + \varphi''_a\,e^{-\Theta'_a t} - \varphi'_a\,e^{-\Theta''_a t}\right\} \quad \ldots \quad (3)$$

$$i_a = -\frac{E}{2\,w\varrho_a}\left\{e^{-\Theta'_a t} - e^{-\Theta''_a t}\right\} \text{[1]} \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

wo

$$\varrho_a = \sqrt{\frac{w_\sigma}{w} + \left(\frac{w_\sigma P - w\Pi}{2\,wQ}\right)^2} \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

$$\varphi'_a = -\frac{w_\sigma P - w\Pi}{2\,wQ} + \varrho_a, \quad \varphi''_a = -\frac{w_\sigma P - w\Pi}{2\,wQ} - \varrho_a \quad \ldots \quad (6)$$

$$\Theta'_a = \frac{w_\sigma P + w\Pi - 2\,wQ\varrho_a}{2\,(P\Pi - Q^2)}, \quad \Theta''_a = \frac{w_\sigma P + w\Pi + 2\,wQ\varrho_a}{2\,(P\Pi - Q^2)} \quad \ldots \quad (7)$$

So lange der Nenner von Θ_a positiv ist, also $P\Pi > Q^2$, so lange sind Θ'_a und Θ''_a positiv, und da $\Theta'_a < \Theta''_a$ ist, i_a negativ. Die Richtung des Schliessungsinductionsstromes ist also entgegengesetzt der Richtung des inducirenden Stromes. Dies ist der allein vorkommende Fall. Würde $P\Pi = Q^2$, so würde $i_a = 0$; dies wäre aber nur möglich, wenn z. B. die Inductionsspirale und inducirende Spirale völlig zusammenfielen, wo dann $P = \Pi = Q$ wäre, was nicht geschehen kann. Ebenso wenig kann $Q^2 > P = \Pi$ werden; in welchem Falle der Inductionsstrom positiv, d. h. dem inducirenden gleichgerichtet werden würde. Bilden wir in dem einzig möglichen Falle ($P\Pi > Q^2$) den Werth

$$\frac{di_a}{dt} = -\frac{E}{2\,w\varrho_a}\left(-\Theta'_a\,e^{-\Theta'_a t} + \Theta''_a\,e^{-\Theta''_a t}\right)$$

so giebt der Verlauf desselben das abwechselnde Ansteigen und Abfallen der die Intensität i_a darstellenden Curve Fig. 298 an. Für $t = 0$ ist $i_a = 0$ und

[1] Zur Ausführung der Integration eliminirt man aus (1) und (2) nach einander $\frac{di_a}{dt}$ und $\frac{dI_a}{dt}$; von den erhaltenen Gleichungen wird die letztere mit einem constanten Factor φ multiplicirt und zur ersteren addirt. Man setzt dann $u = I_a + \varphi i_a$ und wählt φ so, dass in der neuen Gleichung der Coefficient von i gleich Null wird. Die Gleichung lässt sich dann integriren und ergiebt u in Form einer Exponentialgrösse φ entwickelt sich aus einer quadratischen Gleichung, erhält also zwei Werthe φ' und φ'', und entsprechend erhält u zwei Werthe $u' = I_a + \varphi' i_a$ und $u'' = I_a + \varphi'' i_a$, deren jeder eine andere Integrationsconstante $C_,$ und $C_{,,}$ enthält. Aus der Bedingung für die Gesammtintensität des Inductionsstromes $\int_0^\infty i_a\,dt = -\frac{EQ}{ww_\sigma}$ folgt dann $C_, = C_{,,} = \frac{E}{w}$. Bei Elimination von I_a und i_a, aus den beiden Gleichungen für u ergeben sich die obigen Werthe (3) und (4) für I_a und i_a.

$\frac{di_a}{dt} = -\frac{EQ}{P\Pi - Q^2}$, also negativ; ebenso bleibt es negativ bei kleinen Werthen von t, die negative Intensität i_a wächst, aber immer langsamer, da $\frac{di_a}{dt}$ immer kleiner wird; die Intensität erreicht sodann ein Maximum, wenn dieser Werth gleich Null ist; sie fällt wieder allmälig ab, die die Intensität i_a darstellende Curve nähert sich asymptotisch der Abscissenaxe, wenn t noch grösser wird, da dann $\frac{di_a}{dt}$ positiv ist. Die Betrachtung von $\frac{d^2 i_a}{dt^2}$ ergiebt, dass für $t = 0$ diese Curve gegen die Abscissenaxe concav ist. Zugleich ist $Q\frac{dI_a}{dt} = -\Pi\frac{di_a}{dt}$, so dass sich die Inductionen in der secundären Spirale durch den entstehenden Hauptstrom und Inductionsstrom für $t = 0$ gerade aufheben.

Während also der Oeffnungsinductionsstrom sogleich in seiner ganzen Stärke auftritt, erreicht der Schliessungsinductionsstrom nur langsam das Maximum seiner Intensität; alle Wirkungen daher, welche von dem schnellen Anwachsen der letzteren abhängen, werden bei dem Oeffnungsinductionsstrom stärker auftreten, so namentlich die physiologischen Wirkungen u. s. f. (s. u.). Je grösser unter sonst gleichen Umständen das Potential P der inducirenden Spirale S auf sich selbst ist, je mehr Windungen sie hat und je enger dieselben an einander liegen, desto kleiner ist $\frac{di_a}{dt}$ für $t = 0$, desto langsamer steigt die Curve, welche die Intensität des Inductionsstromes darstellt, von Anfang an auf; desto schwächer ist z. B. seine physiologische Wirkung.

Der Werth der Stromstärke I_a des inducirenden Stromes setzt sich aus der Intensität $\frac{E}{w}$ zusammen, zu welcher sich die durch Exponentialcurven darstellbaren Werthe $\frac{E}{2w\varrho_a}\varphi''_a e^{-\Theta'_a t}$ und $-\frac{E}{2w\varrho_a}\varphi'_a e^{-\Theta''_a t}$ hinzufügen, die mit zunehmender Zeit t immer kleiner werden. Für die Zeit $t = 0$ ist die Summe dieser letzteren Werthe gleich $\frac{E}{w}$, also $I_a = 0$; für die Zeit $t = \infty$ ist jene Summe gleich Null, also $I_a = \frac{E}{w}$. Die Intensität I_a wird also durch die Curve I_a, Fig. 298, dargestellt. Die Gesammtintensität, um welche in dieser Weise während des Anwachsens der Intensität des primären Stromes die Intensität desselben $\frac{E}{w}$ vermindert wird, entspricht der Gleichung $\int_0^\infty \left(I_a - \frac{E}{w}\right) dt = \frac{EP}{w^2}$; sie ist also ebenso gross, als wenn die Stromänderung in der primären Spirale nur durch den unmittelbar in

ihr erzeugten Anfangsextrastrom bedingt worden wäre. In der That muss die gesammte elektromotorische Kraft, welche in ihr beim Anwachsen der Intensität des inducirten Stromes in der secundären Spirale rückwärts inducirt wird, gleich und entgegengesetzt sein der elektromotorischen Kraft, welche beim Verschwinden des letzteren Stromes in ihr inducirt wird.

Ist der Widerstand der primären und secundären Schliessung einander gleich, also $w = w_\sigma$ und sind die auf einander einwirkenden Spiralen ebenfalls gleich, also $P = \Pi$, so wird $\varrho_a = 1$, $\varphi'_a = +1$, $\varphi''_a = -1$, $\Theta'_a = \frac{w}{P+Q}$, $\Theta''_a = \frac{w}{P-Q}$. Dann ergiebt sich (wie übrigens sich auch leicht unmittelbar aus den Gleichungen (1) und (2) entwickeln lässt):

$$I_a = \frac{E}{2w}\left\{2 - e^{-\frac{w}{P+Q}t} - e^{-\frac{w}{P-Q}t}\right\} \quad \ldots\ldots (8)$$

$$i_a = -\frac{E}{2w}\left\{e^{-\frac{w}{P+Q}t} - e^{-\frac{w}{P-Q}t}\right\} \quad \ldots\ldots (9)$$

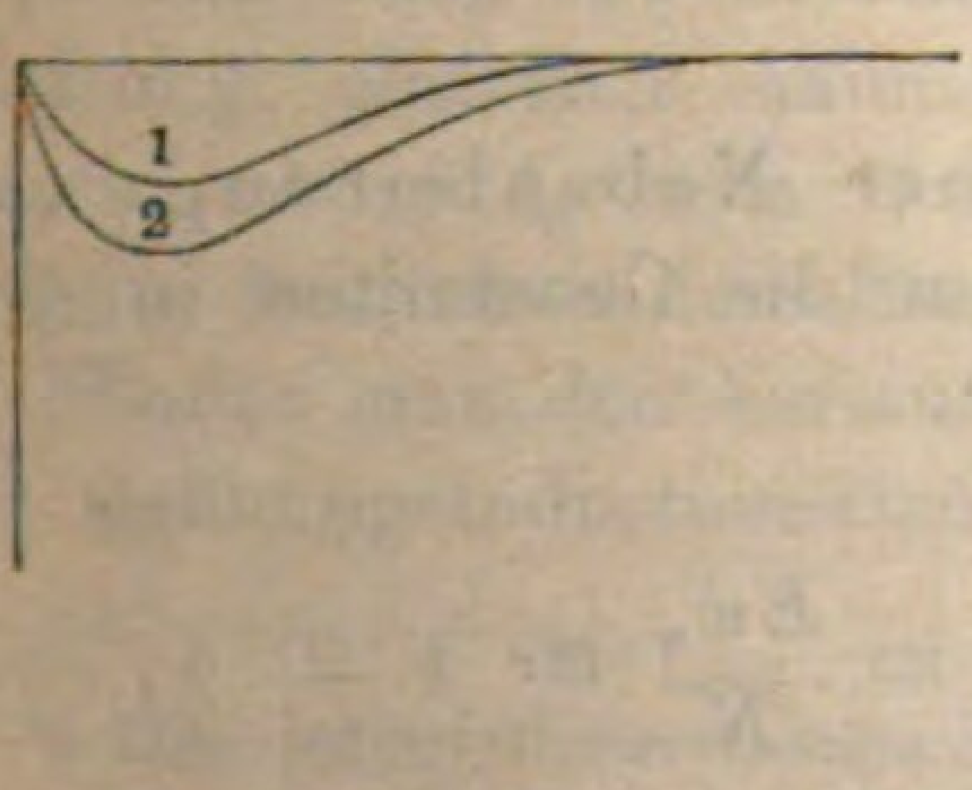
Aehnliche Gleichungen sind auch schon von Koosen[1]) entwickelt worden. Mit wachsendem Potential P nimmt also für gleiche Zeiten t die Intensität i_a des inducirten Stromes ab. Dieselbe erreicht zu einer Zeit t_m ein Maximum, für welche $\frac{d i_a}{dt} = 0$ ist. Dann ist

$$t_m = \frac{P^2 - Q^2}{2wQ} \log \frac{P+Q}{P-Q}.$$

Diese Zeit t_m nimmt ab mit wachsenden Werthen von Q. Ist Q gleich Null, so ist sie $\frac{P}{w}$; ist Q nahezu gleich P, so ist sie annähernd gleich Null; so dass also der Gang der Intensität des inducirten Stromes mit wachsendem Q durch die Curven 1 und 2, Fig. 299, dargestellt wird.

Wäre auch Q nur wenig kleiner als $P = \Pi$, so könnte man das letzte Glied in den Gleichungen (8) und (9) nahezu gegen die ersten vernachlässigen. Dann wäre Anfangs $I_a = 0$ und $i_a = 0$; sehr kurze Zeit nachher aber schon $I_a = \frac{E}{2w}$ und $i_a = -\frac{E}{2w}$. Bei wachsenden Zeiten würde die Intensität des primären Stromes in gleicher Weise ansteigen, wie sich die Intensität des inducirten Stromes allmälig vermindert. Da die Intensität des Oeffnungsinductionsstromes unter obiger Annahme gleich am Anfange für $t = 0$ nahezu gleich $i_e = \frac{E}{w}$ ist, also die doppelte von der des Schliessungsinductionsstromes, seine Gesammtintensität aber gleich der des letzteren ist,

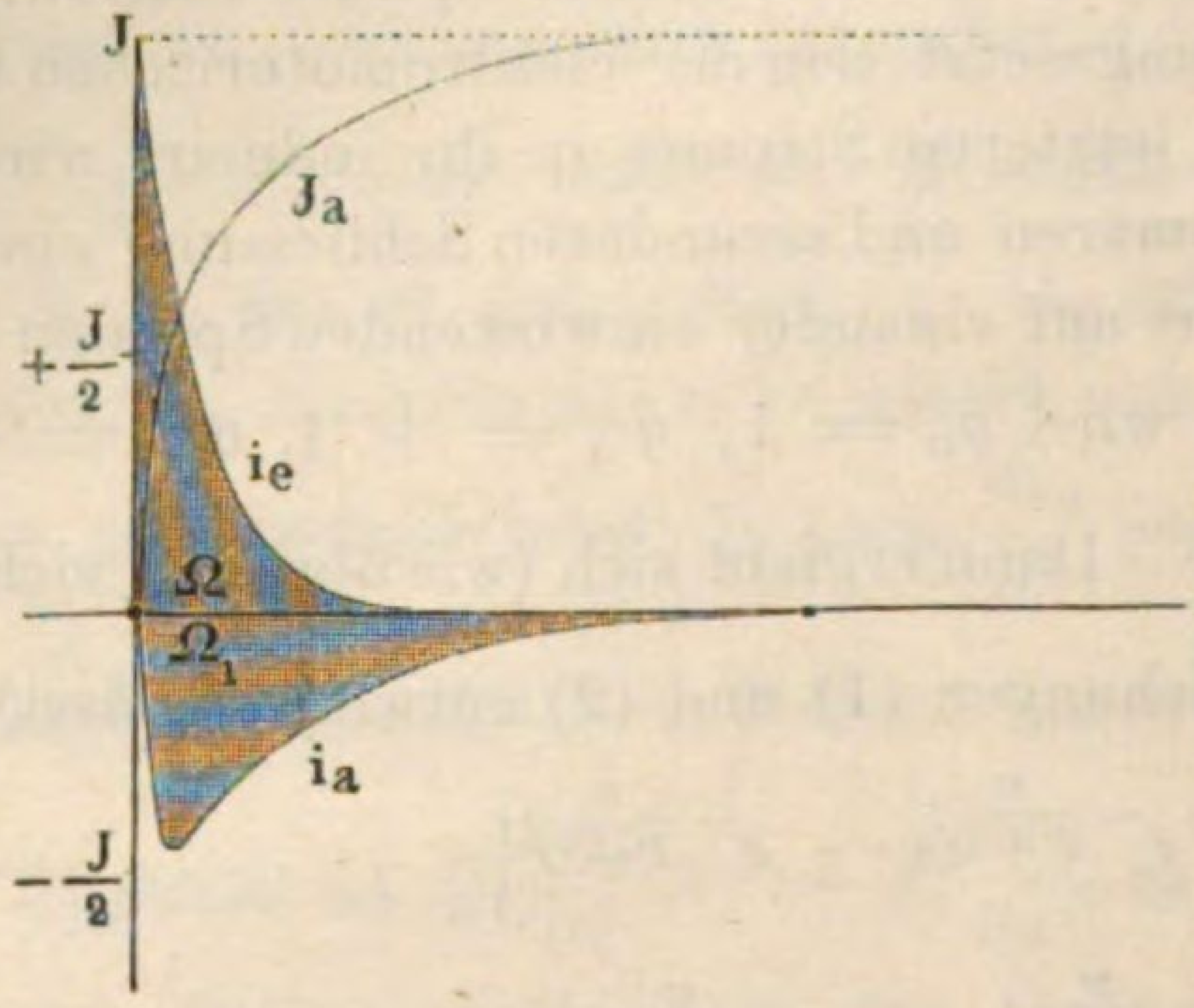
Fig. 299.



1) Koosen, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 446. 1854.*

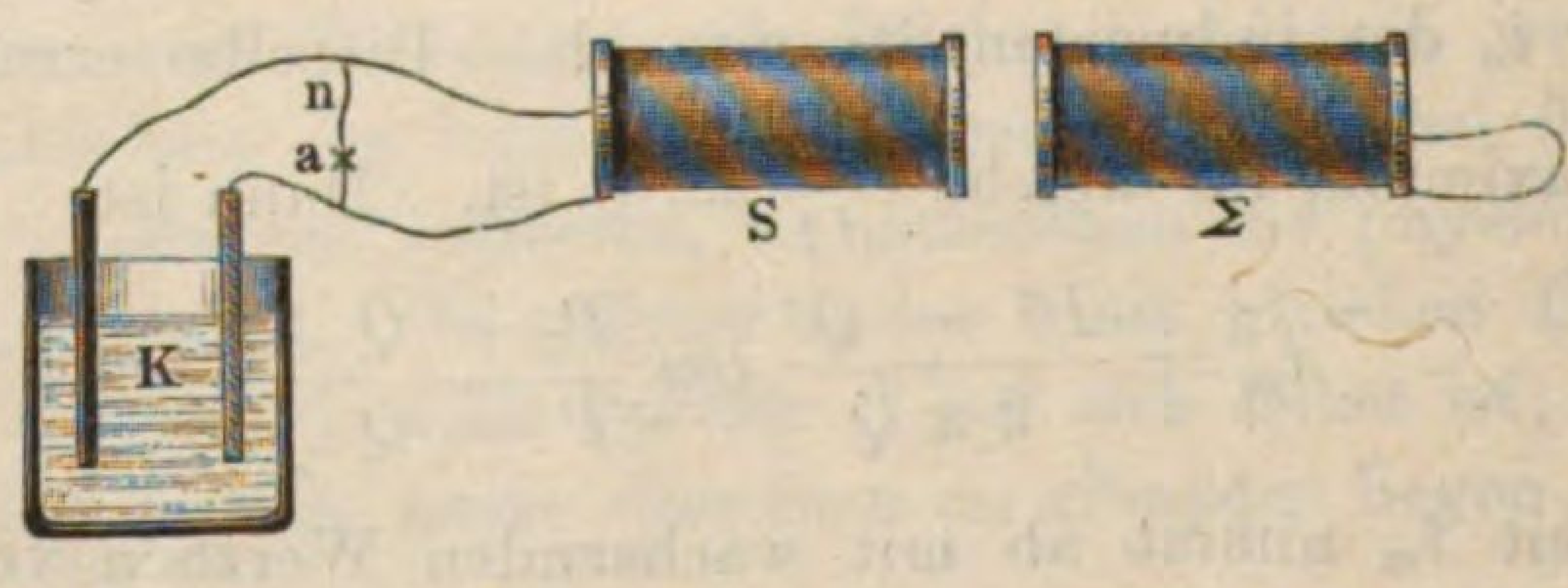
so fällt also auch hier die Intensität des Oeffnungsstromes viel schneller ab, als die des Schliessungsstromes. Der Verlauf dieser Ströme ist in der Fig. 300 dargestellt. Die Flächenräume Ω und Ω_1 sind offenbar gleich. — Ist $P = Q$, so ist das letzte Glied der Gleichungen (8) und (9) für $t = 0$ unbestimmt; dieser Fall ist nicht möglich.

Fig. 300.



665 3. Induction durch Oeffnen einer Nebenleitung zur primären Rolle (Fig. 301). Die Widerstände der primären Rolle, der Nebenleitung und des die Kette enthaltenden Zweiges des primären Schliessungskreises seien w_s, w_n und w_k. Setzen wir dann

Fig. 301.



$$w_n w_k + w_k w_s + w_s w_n = N \text{ und } \frac{w_k w_s}{(w_k + w_s) N} = \Xi,$$

so erhalten wir zunächst dieselben Differentialgleichungen wie in dem ad 2 betrachteten Falle, nur tritt in ihnen, sowie in φ_a und ϱ_a an Stelle des Werthes w der Werth $w_k + w_s$. Nach Bestimmung der Integrationsconstanten [1]) folgt:

$$I_a = \frac{E}{2(w_k + w_s)\varrho_a} \left\{ 2\varrho_a + \frac{w_k w_s}{N} \left(\varphi''_a e^{-\Theta'_a t} - \varphi'_a e^{-\Theta''_a t} \right) \right\}$$

$$i_a = -\frac{E\Xi}{2\varrho_a} \left\{ e^{-\Theta'_a t} - e^{-\Theta''_a t} \right\}.$$

4. Induction durch Schliessen einer Nebenleitung zur primären Rolle. Wiederum ändern sich nur die Constanten in den Differentialgleichungen. Dieselben werden

[1]) Dieselben ergeben sich aus den Formeln $I_a = \frac{E w_n}{N}$ für $t = 0$, und $\int_0^\infty i_a dt = -\frac{E Q \Xi}{w_\sigma}$; so werden beide $C_, = C_{,,} = E\Xi$.

$$i_e w_\sigma = -Q\frac{dI_e}{dt} - \Pi\frac{di_e}{dt}$$

$$I_e N = E w_n - (w_k + w_n) P \frac{dI_e}{dt} - (w_k + w_n) Q \frac{di_e}{dt}.$$

Woraus folgt:

$$I_e = \frac{E}{2N\varrho_e}\left\{2 w_n \varrho_e + \frac{w_k w_s}{w_k + w_s}\left(\varphi'_e e^{-\Theta''_e t} - \varphi''_e e^{-\Theta'_e t}\right)\right\}$$

$$i_e = \frac{E\Xi}{2\varrho_e}\left\{e^{-\Theta'_e t} - e^{-\Theta''_e t}\right\},$$

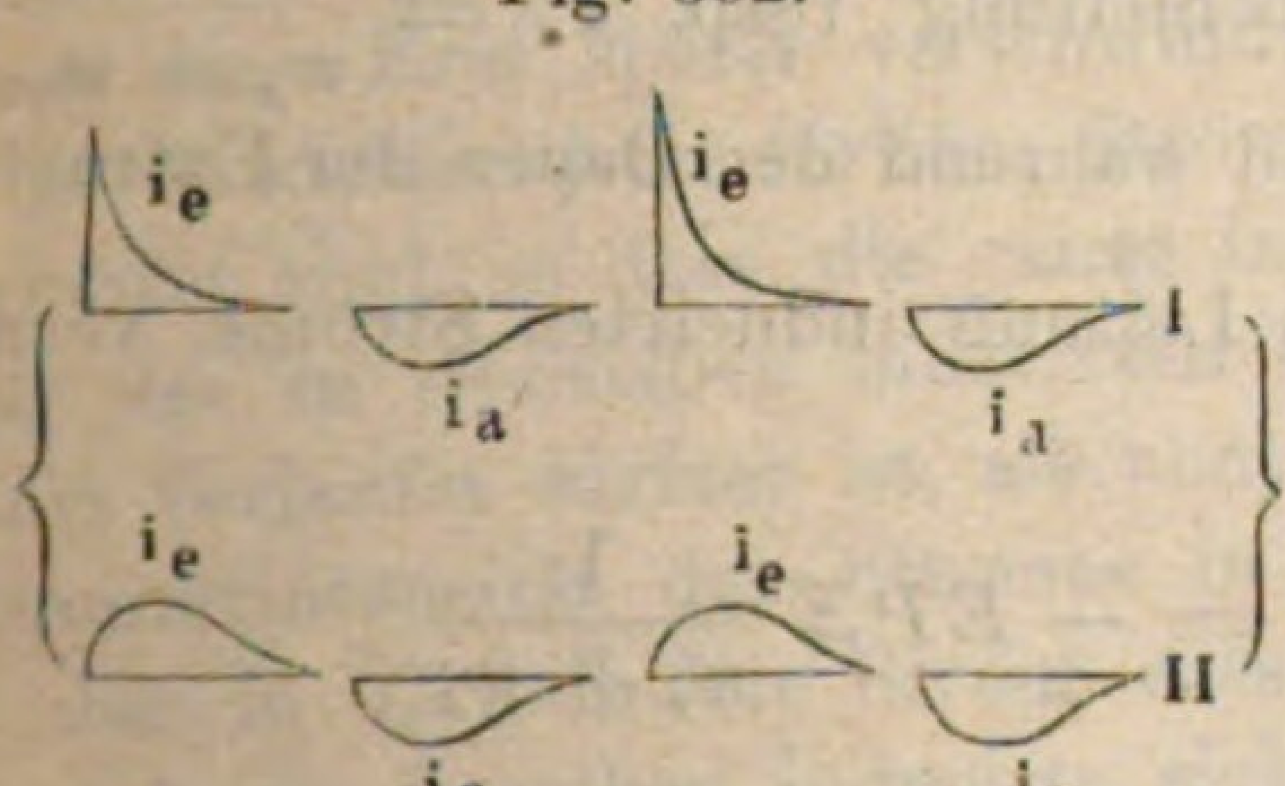
wo φ'_e und φ''_e die Wurzeln der Gleichung

$$\varphi_e = -\frac{w_\sigma(w_k + w_n)P - N\Pi}{2NQ} \pm \sqrt{\frac{w_\sigma(w_k + w_n)}{N} + \left(\frac{w_\sigma(w_k + w_n)P - N\Pi}{2NQ}\right)^2},$$

ϱ_e die Grösse unter dem Wurzelzeichen im Ausdruck von φ_e ist, und Θ'_e und Θ''_e gleich $\dfrac{N\Pi + w_\sigma(w_k + w_n)P \mp 2NQ\varrho_e}{2(w_k + w_n)(P\Pi - Q^2)}$ sind [1]).

Die Formeln für die Intensitäten i_e und i_a der beim Schliessen und Oeffnen in der Nebenrolle inducirten Ströme sind, abgesehen von den Constanten und dem Vorzeichen, ganz gleich; beide Ströme haben also einen ganz ähnlichen Verlauf. Sie unterscheiden sich dadurch von den Strömen, welche in der Nebenrolle beim Schliessen und Oeffnen einer unverzweigten Hauptschliessung inducirt werden. Während also z. B. die Curven Fig. 302 I die bei wiederholtem Oeffnen und Schliessen im letzteren Falle inducirten Ströme darstellen, verlaufen dieselben bei Anwesenheit der Nebenleitung wie in Fig. 302 II. Dieser Unterschied rührt daher, dass sich in einer unverzweigten Hauptschliessung nicht beim Oeffnen, sondern allein beim Schliessen die Extraströme, sowie die rückwärts durch die Inductionsströme der Nebenrolle in ihr inducirten Ströme entwickeln können, während dies in einer verzweigten Hauptschliessung sowohl beim Schliessen als auch beim Oeffnen der Nebenleitung eintreten kann. Dabei wird im letzteren Falle der Inductionsstrom i_a beim Oeffnen der Nebenleitung steiler ansteigen, als der beim Schliessen derselben inducirte Strom i_e.

Fig. 302.



Wollte man den Verlauf der Intensitäten i_a und i_e der Schliessungs- und Oeffnungsinductionsströme bei Anwesenheit der Nebenschliessung

[1]) Die Integrationsconstanten sind $C_, = C_{,,} = -E\Xi$. Sie folgen aus den Formeln $I_e = \dfrac{E}{w_k + w_s}$ für $t = 0$ und $\int_0^\infty i_e dt = \dfrac{EQ\Xi}{w_\sigma}$.

ganz gleich herstellen, so müssten die Werthe $\varrho, \Theta', \Theta''$, durch welche sich i_a und i_e unterscheiden, einander gleich werden, d. h. es muss

$$\frac{w_k + w_n}{N} = \frac{1}{w_k + w_s} \text{ oder } w_s + w_k = w_s + w_k \cdot \frac{w_n}{w_k + w_n}$$

sein. Um letztere Gleichheit möglichst herzustellen, muss entweder $w_k = 0$ sein, wo dann bei Veränderung der Nebenschliessung kein Inductionsstrom entstände und $\Xi = 0$ wäre, oder es müssten w_k und w_n gegen w_s gleichzeitig verschwindend klein werden, oder endlich w_n gegen w_k, w_k gegen w_s sehr klein sein. Im ersteren Falle wird der Factor Ξ, welchen die Ausdrücke i_a und i_e enthalten, $\Xi = \frac{w_k}{w_s(w_k + w_n)}$, im zweiten $\Xi = \frac{1}{w_s}$. Da also im letzteren Falle die Intensität der Inductionsströme bedeutender wird, wird man die demselben zu Grunde liegende Anordnung bei der experimentellen Ausführung des Verfahrens am zweckmässigsten benutzen (vergl. §. 679).

Die Gleichheit der inducirenden und Inductionsrolle, d. h. die Gleichheit von $\Pi = P$ würde nur dann in diesem Falle eine Vereinfachung der Betrachtung ermöglichen, wenn zugleich $w_\sigma(w_k + w_n) = N$ und $w_\sigma = w_k + w_s$ wäre; eine Bedingung, die unmittelbar auf die eben betrachtete Gleichheit des Verlaufes der Oeffnungs- und Schliessungsinductionsströme führt.

Die Intensitäten I_a und I_e der primären Ströme sind nach dauernder Oeffnung oder Schliessung der Nebenleitung resp. $I_a^\infty = \frac{E}{w_k + w_\sigma}$ und $I_e^\infty = \frac{E w_n}{N}$. Diese Intensitäten sind während der Dauer der Extraströme und der rückwärts in der primären Leitung inducirten Ströme vermehrt und vermindert um die Werthe:

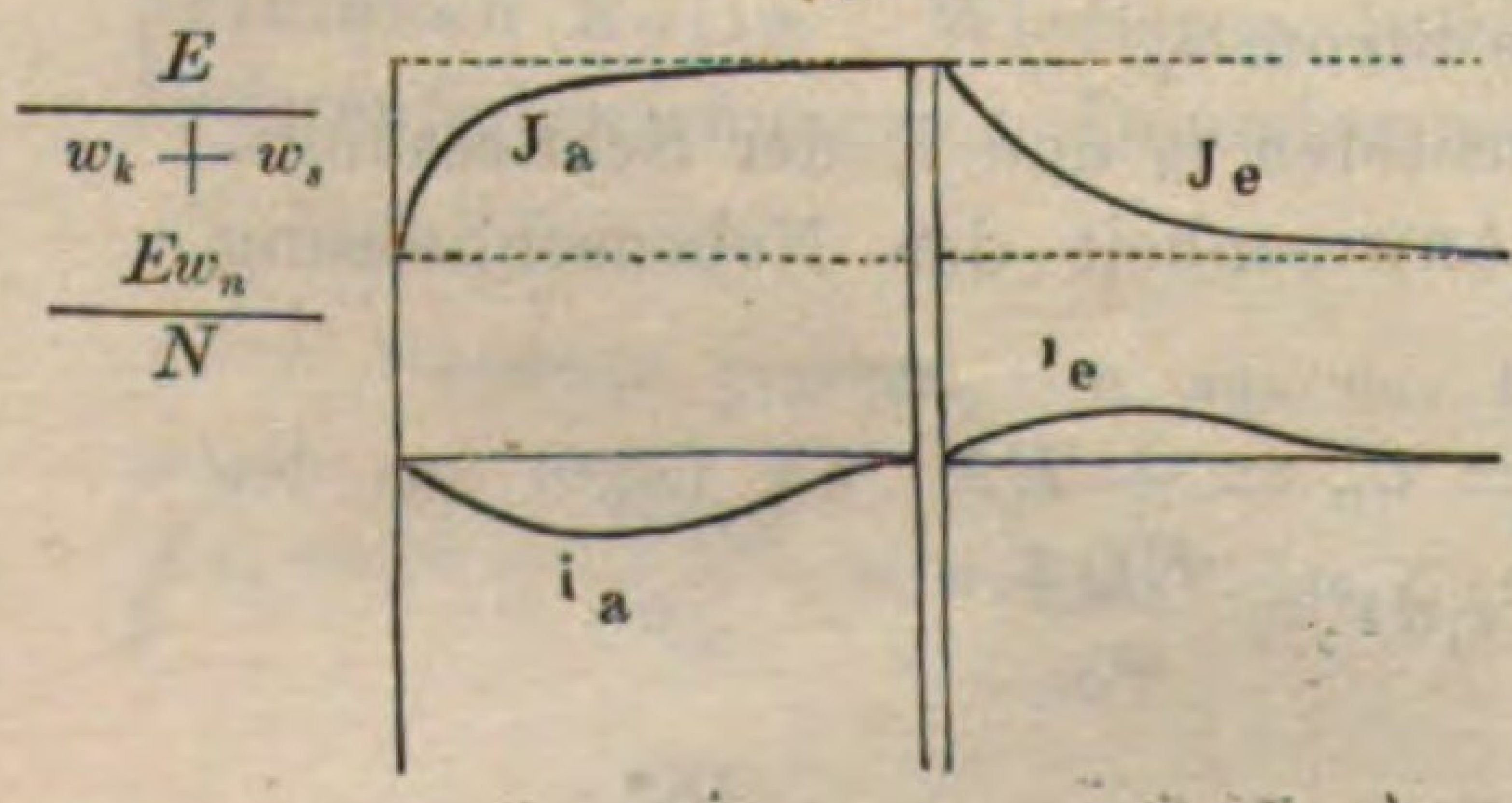
$$\int_0^\infty \left(I_a - \frac{E}{w_k + w_s}\right) dt = -EP\Xi \frac{1}{w_s + w_k}$$

und

$$\int_0^\infty \left(I_e - \frac{E w_n}{N}\right) dt = +EP\Xi \frac{1}{w_s + \frac{w_k}{1 + \frac{w_k}{w_n}}}$$

Von diesen Werthen ist absolut genommen der erstere der kleinere, so dass also der Strom bei der Schliessung schneller zu seinem Maximum ansteigt, als derselbe beim Oeffnen sinkt (wie in Fig. 303). Die Intensität des Extrastromes ist aber in beiden Fällen unmittelbar nach dem Oeffnen oder Schliessen der Nebenleitung dieselbe, nämlich:

Fig. 303.



$$E\Xi = \frac{E}{w_k + w_s} - \frac{E w_n}{N}.$$

Nur in dem Falle, in welchem der Oeffnungs- und Schliessungsinductionsstrom in der secundären Spirale gleichen Verlauf haben, wird dies auch von dem Ansteigen und Sinken des primären Stromes in der inducirenden Spirale gelten. Dies kann nur eintreten, wenn beim Schliessen und Oeffnen der Nebenleitung der Widerstand in den Schliessungskreisen der primären Rolle der gleiche wäre, d. h. wiederum nur, wenn entweder $w_k = 0$ ist oder w_k gegen w_s, w_n gegen w_s und w_k verschwindet.

Eine andere Veränderung in der Zeit der Entwickelung von Inductionsströmen tritt ein, wenn gleichzeitig in zwei nebeneinander liegenden Leitern Inductionsströme durch das Oeffnen oder Schliessen eines primären Stromes inducirt werden; so z. B., wenn man zwischen die inducirende Spirale A und die Inductionsspirale B eine in sich geschlossene dritte Spirale oder eine Metallplatte C stellt. — Befindet sich zwischen der Inductionsspirale B und der inducirenden Spirale A kein Leiter, so verläuft der in B inducirte Strom in einer gewissen Zeit nach dem Oeffnen von A. Wird aber zwischen die Spiralen ein guter Leiter C gestellt, so wird auch in diesem ein Strom inducirt, welcher im Wesentlichen denselben Verlauf hat, wie der Strom in B. Wenn also letzterer anwächst, so steigt auch der Strom in C an. 666

Durch die Aenderungen dieses letzteren Stromes werden wiederum Anfangs in B Inductionsströme höherer Ordnung hervorgerufen, welche den direct in B inducirten entgegengesetzt sind, und um so stärker sind, je schneller sich die Intensität der in C inducirten Ströme ändert. Auf diese Weise nimmt die Intensität der Inductionsströme in B langsamer zu. Erst später verschwinden dann auch die Inductionsströme in C; in B werden jetzt tertiäre Ströme inducirt, welche denen in C gleichgerichtet sind, so dass die ganze Induction in B verzögert ist, die Intensität des in demselben inducirten Stromes in den einzelnen Momenten seines Verlaufes kleiner ist, als ohne Zwischenschaltung des Leiters C. Die Gesammtintensität des Stromes in B bleibt indess auch hier ungeändert, da der in C inducirte Strom entsteht und vergeht, und die durch das Anwachsen desselben inducirte elektromotorische Kraft gleich und entgegengesetzt ist der durch das Verschwinden desselben erzeugten elektromotorischen Kraft.

Die in B und C stattfindenden Aenderungen des Verlaufes der Inductionsströme wirken selbstverständlich auf den Verlauf des Anwachsens und Verschwindens des inducirenden Stromes der primären Spirale zurück. — Eine Berechnung aller hierbei stattfindenden Vorgänge würde in ähnlicher Weise, wie für die §§. 664, 665 betrachteten Fälle, vorzunehmen sein, sich indess noch verwickelter gestalten.

Wie in einer geschlossenen Spirale der durch eine primäre Spirale inducirte Strom eine gewisse Zeit zu seinem Verlaufe nöthig hat, glaubte man auch eine gewisse Dauer von Inductionsströmen in geöffneten Inductionskreisen nachweisen zu können. 667

So umgab Marianini [1]) eine inducirende Spirale mit einer Inductionsspirale, und verband durch eine Wippe erst die erstere mit einer Säule und sodann unmittelbar darauf die letztere mit einem Galvanometer. Der Ausschlag der Nadel desselben zeigte die Bildung eines Inductionsstromes an, der den ersten Moment der Schliessung des inducirenden Stromes überdauerte.

Es konnte dies indess auch davon herrühren, dass der primäre Strom in Folge der in seiner Schliessung sich bildenden Extraströme selbst eine gewisse Zeit zum Ansteigen bis zum Maximum seiner Intensität brauchte, und die Schliessung des inducirten Kreises noch innerhalb dieser Zeit erfolgte; oder auch daher, dass Marianini zu seinen Versuchen inconstante Säulen anwendete, deren Strom schnell seine Intensität änderte. Wenigstens konnte du Bois-Reymond [2]) bei Anwendung einer constanten Säule hierbei keine Ablenkung der Galvanometernadel erhalten.

In gleicher Weise hatte Marianini zuerst im Jahre 1841 zu Florenz gezeigt, dass, wenn man nach dem Oeffnen des primären Kreises die Inductionsspirale durch die Wippe mit dem Galvanometer verbindet, die Nadel desselben einen Ausschlag zeigt. Dies geschieht selbst, wenn kein Eisenkern in der Spirale liegt. — Denselben Versuch hatte du Bois-Reymond mit gleichem Erfolge wiederholt.

In ähnlicher Weise hatte auch schon Fechner [3]) beobachtet, dass beim Oeffnen des Schliessungskreises eines durch ein Galvanometer geleiteten Stromes die Nadel desselben nicht gleich wieder dieselbe Schwingungsdauer wie vor dem Einfluss des Stromes besass. Es schien ihm dies nicht allein durch eine Veränderung des Magnetismus der Nadel bedingt zu sein. Auch Boisgiraud und Arago [4]) haben öfter, als sie den kupfernen Schliessungsdrath von der Säule lostrennten, an demselben magnetische Wirkungen beobachtet. Er sollte sogar dann noch Eisenfeile anziehen können.

Es scheint also eine gewisse Zeit zu dauern, bis der Oeffnungsinductionsstrom in der Inductionsspirale völlig verschwindet, oder auch bis der denselben erzeugende inducirende Strom nach dem Oeffnen der primären Leitung völlig auf Null herabsinkt.

Diesen Resultaten widerspricht indess ein Versuch von Helmholtz [5]). Er leitete einen Strom durch eine Spirale von 64^m Drathlänge, trennte sie sodann durch die Wippe (Fig. 294) von der Säule los und verband sie mit dem Körper oder einem Multiplicator. Es wurde vermittelst Verstellen der Schrauben *mm* der Wippe bewirkt, dass die Loslösung von der Säule und die neue Schliessung so schnell erfolgten, dass sich gerade eine physiologische oder galvanometrische Wirkung des Oeffnungsstromes einstellte. Wurde nun vermittelst der §. 661 beschriebenen Methode der Ausschlag bestimmt, der die Zeit zwischen dem Oeffnen und

1) Marianini, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XI, p. 395 1844*. — 2) du Bois-Reymond, Untersuchungen, Thl. I, S. 426. 1848.* — 3) Fechner, Lehrb. S. 153. 276. 1829.* — 4) Arago u. Boisgiraud, Ann. de Chim. et de Phys. T. XV, p. 101 1820.* — 5) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 533. 1851.*

Schliessen der Spirale misst, so ergab sich derselbe zwischen 1,73 und 1,83, also nur so gross, als wenn Oeffnung und Schliessung gleichzeitig erfolgten. Es überdauert hiernach der Oeffnungsstrom die Zeit des Oeffnens des inducirenden Stromes nicht. Die positiven Resultate der übrigen Beobachter könnten vielleicht durch eine nicht ganz vollständige Isolation der inducirenden und Inductionsspirale von einander hervorgerufen sein. (Vergl. auch die Versuche von Beetz, §. 697.)

Legt man Eisenmassen in die inducirende Spirale, so kann eine ziemliche Zeit zwischen dem Oeffnen des inducirenden und Schliessen des inducirten Stromkreises vergehen, und dennoch bemerkt man in letzterem einen Inductionsstrom in der Richtung des Oeffnungsstromes.

Beim Schliessen des inducirten Kreises nach dem Schliessen des inducirenden beobachtet man, wenn in die Spiralen Eisenkerne eingelegt sind, nach den übereinstimmenden Versuchen von du Bois-Reymond (l. c.) und Matteucci[1]), einen Inductionsstrom, dessen Richtung der des Schliessungsstromes entspricht. Dieser Strom ist dadurch hervorgerufen, dass der Magnetismus der Eisenkerne sich nur langsam entwickelt. Bei massiven Eisenkernen ist die Intensität dieses Stromes bedeutender als bei einem Bündel dünner Eisendräthe (siehe weiter unten).

Es ist uns eine Möglichkeit gegeben, die Zeitdauer der inducirten Ströme zu messen, indem wir einerseits ihre galvanometrischen oder chemischen, andererseits ihre thermischen oder elektrodynamischen Wirkungen mit einander vergleichen. 668

Galvanometrische Wirkungen der Inductionsströme. Lenkt ein galvanischer Strom von kurzer Dauer, also z. B. ein inducirter Strom, eine Magnetnadel ab, indem er die Windungen eines Multiplicators durchfliesst, so ist die aus der Ablenkung der Nadel berechnete ablenkende Kraft proportional dem Producte aus der Intensität des Stromes mit der Zeit, während welcher er auf die Nadel wirkt (vergl. §. 185). Da nun die Intensität des Stromes proportional ist der durch jeden Querschnitt der Leitung in der Zeiteinheit hindurchgehenden Elektricitätsmenge, so misst also die Ablenkung der Galvanometernadel die gesammte Elektricitätsmenge, welche bei derselben vorbeiströmt.

Wird daher ein Inductionsstrom in einer Drathspirale B erregt, indem man den Schliessungskreis einer neben derselben befindlichen und vom Strome durchflossenen Drathspirale A einmal langsam und sodann schnell öffnet, so wird dennoch die Nadel eines in den Schliessungskreis der Spirale B eingeschalteten Galvanometers einen gleichen Ausschlag zeigen, vorausgesetzt, dass die Zeit des Oeffnens in beiden Fällen so klein ist, dass wir die Ablenkung der Nadel aus ihrer Ruhelage während jener Zeit selbst als verschwindend klein annehmen können, dieselbe also von

[1]) Matteucci, Compt. rend. T. XXIV, p. 301. 1847.*

dem ganzen, während des Processes des Oeffnens inducirten Strome nahezu in der Ruhelage getroffen wird. Wenngleich in beiden Fällen die Intensität der Inductionsströme in gleichen Zeiten nach dem Oeffnen sehr verschieden ist, so ist doch die Summe aller während der ganzen Zeit des Oeffnens inducirten Ströme gleich und so auch die galvanometrische Wirkung derselben.

Ebenso zeigt sich durch das Galvanometer die Gesammtintensität des beim Oeffnen und des beim Schliessen eines Stromes in einer benachbarten Spirale erregten Inductionsstromes als gleich, wenn schon der letztere weit langsamer verläuft als der erstere.

Auch wenn man zwischen die inducirende und Inductionsspirale Metallhüllen oder Metallplatten oder in sich geschlossene Spiralen einschiebt, in denen beim Oeffnen des inducirenden Kreises Inductionsströme entstehen, welche wiederum inducirend auf die Inductionsspirale wirken und dadurch die Entwickelung der Oeffnungsströme in ihr verzögern, zeigt sich keine Aenderung der galvanometrischen Wirkung [1]) (siehe weiter unten bei der Betrachtung der physiologischen Wirkungen).

669 Dies zeigen auch unter anderen einige Versuche von Faraday [2]).

Es wurde zwischen zwei flache Bandspiralen A und B, deren Enden mit den beiden Windungsreihen eines Differentialgalvanometers in entgegengesetztem Sinne verbunden waren, eine dritte Bandspirale C gestellt, und dieselbe so lange verschoben, bis die Inductionsströme, welche beim Schliessen oder Oeffnen des durch sie hindurch geleiteten Stromes in den Spiralen A und B erzeugt wurden, gerade einander gleich waren, die Nadel des Galvanometers also in Ruhe blieb. Wurde nun zwischen die eine der beiden Spiralen A und B und Spirale C eine Platte von Schwefel oder auch eine Kupferplatte geschoben, so änderte sich die galvanometrische Gleichheit der in denselben inducirten Ströme nicht.

Ebenso waren die am Galvanometer gemessenen Intensitäten der Ströme, welche in einer flachen Spirale beim Annähern und Entfernen eines Magnetes inducirt wurden, völlig gleich, mochte nun zwischen die Spirale und den Magnet eine Schwefel- oder Metallplatte gestellt werden oder nicht.

Faraday brachte ferner zwei cylindrische Drathspiralen mit Eisenkernen oder zwei flache Drathspiralen so nebeneinander, dass ihre Axen in eine gerade Linie fielen und zwischen ihren benachbarten Enden ein Zwischenraum von $^7/_4$ Zoll blieb. In diesen Zwischenraum wurde ein Magnetpol gebracht, und die Enden der in entgegengesetzter Richtung mit einander verbundenen Spiralen mit dem Galvanometer verbunden. Wurde der Magnetpol festgestellt, und zwischen ihn und die eine oder andere der Spiralen eine Platte von Schellack, Schwefel, Kupfer von 0,7

[1]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. T. VII, p. 464. 1843.* — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIV. §§. 1709 bis 1725.*

bis 0,9 Zoll Dicke eingeschoben, so ergab sich nicht die geringste Wirkung, auch nicht, als man die Schellack- oder Kupferplatte rotiren liess. Es heben sich also auch hier die Inductionsströme, welche secundär durch die in der Kupferplatte u. s. f. inducirten Ströme in der benachbarten Drathspirale inducirt worden waren, zusammen völlig auf. — Wurde statt der Kupferplatte eine Eisenplatte zwischen den Magnet und die eine Spirale geschoben, so entstand selbstverständlich ein Inductionsstrom, da dies Verfahren dem Annähern des Magnetes an die Spirale gleich kam.

Die chemischen Wirkungen der inducirten Ströme verhalten 670
sich wie die galvanometrischen; die Quantität der durch dieselben abgeschiedenen Ionen ist der gesammten, durch den Elektrolyt hindurchgehenden Elektricitätsmenge direct proportional, also im Ganzen von der Zeitdauer der Inductionsströme unabhängig. — Da indess bei einer abwechselnden Reihe von Schliessungs- und Oeffnungsströmen die in derselben Zeit durch erstere an den Elektroden abgeschiedenen Mengen der Ionen wegen ihres langsameren Verlaufes kleiner sind als durch letztere, so kann es kommen, dass ein grösserer Theil der durch die Schliessungsströme abgeschiedenen Ionen sich von den Elektroden entfernt, bevor sie sich mit den durch die Oeffnungsströme abgeschiedenen Ionen vereinen, wodurch eine Polarisation der Elektroden im Sinne der letzteren eintreten kann.

Bezeichnen wir also die Intensität der Inductionsströme in jedem Zeitelemente mit $i\,dt$, die Zeit ihres Verlaufes mit t, so ist die Wirkung auf die Magnetnadel des Galvanometers oder, abgesehen von den erwähnten Nebenumständen, die Menge der in der Zeiteinheit abgeschiedenen Ionen stets gegeben durch die Summe $M = c\int_0^t i\,dt$, wo c eine Constante ist. Ist diese Summe dieselbe, so bleibt M ungeändert.

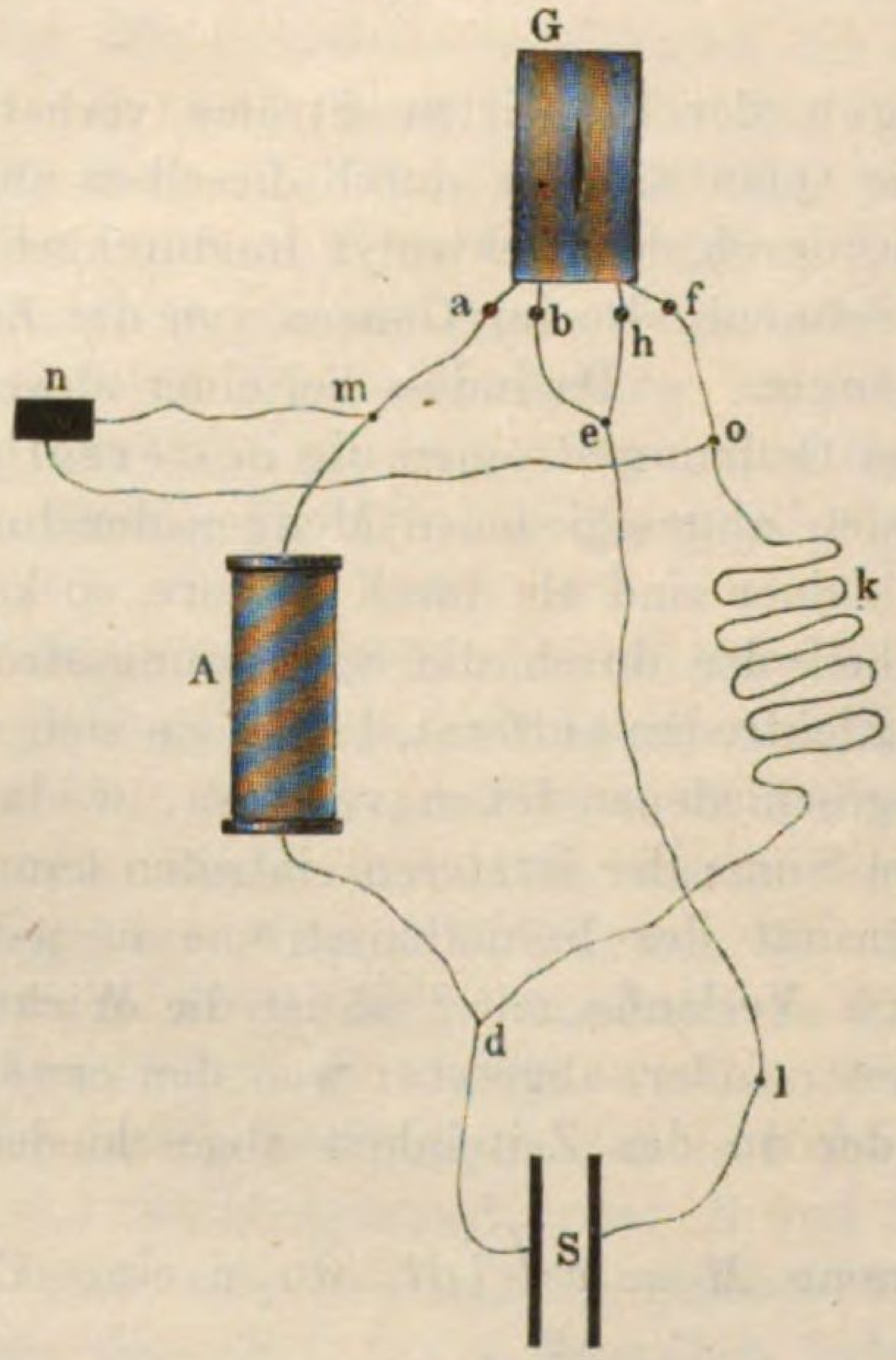
Ganz anders verhält es sich mit den elektrodynamischen Wir- 671
kungen der Inductionsströme.

Leitet man die Inductionsströme gleichzeitig durch die feste Rolle S und die Bifilarrolle S_1 eines Elektrodynamometers, so ist ihre elektrodynamische Wirkung proportional dem Werthe $\int_0^t i^2\,dt$, wenn i die Intensität des inducirten Stromes in jedem Moment seines Verlaufes, t seine Zeitdauer ist. Vorausgesetzt, dass in allen Fällen die Gesammtintensität des Inductionsstromes $\int_0^t i\,dt$ dieselbe bleibt, so ist der Werth $\int_0^t i^2\,dt$ um so grösser, je kleiner die Zeit t ist, je grösser also in jedem Moment die Intensität i des Inductionsstromes ist.

Leitet man also Inductionsströme gleichzeitig durch ein Galvanometer und ein Dynamometer, so kann man aus den Angaben beider Instrumente ihre Zeitdauer und ihre mittlere Intensität während der Zeiteinheit bestimmen (vergl. §. 219).

Für die **Messung der Zeitdauer der Extraströme** bietet diese Methode insofern Schwierigkeiten dar, als der constante Strom, welcher die Dynamometerrollen durchfliesst, neben den in seinem Schliessungskreise auftretenden Extraströmen eine Ablenkung der Bifilarrolle hervorruft. Es bedarf deshalb besonderer Drathverbindungen, um diesen Uebelstand zu vermeiden. — Eine solche Verbindung ist von Rijke[1]) angegeben worden. Es wurde zu derselben der von Edlund (vgl. §. 589) construirte, Fig. 304 gezeichnete Apparat benutzt, bei welchem nur noch die Punkte m und o der Leitung mit dem Dynamometer n verbunden wurden. Es entspricht dann der Apparat ganz der Wheatstone'schen Drathcombination (Bd. I, §. 71 u. 90), in dessen Brücke das Dynamometer eingeschaltet ist. Richtet man das Verhältniss der Widerstände der verschiedenen Zweige, $d\,A\,m = r_1$, $m\,a\,b\,e = r_2$, $d\,k\,o = r_3$, $o\,f\,h\,e = r_4$ so ein, dass sich $r_1 : r_2 = r_3 : r_4$ verhalten, so ergiebt sich unmittelbar, dass durch den, das Dynamometer enthaltenden Zweig $m\,n\,o$ der Strom der Säule S nicht fliesst. Oeffnet oder schliesst man also den Zweig $d\,S\,e$ z. B. bei l, so ist die Ablenkung der Dynamometerrolle stets nur durch den in der Spirale A erzeugten Extrastrom bedingt. Ist der Widerstand des Zweiges $m\,n\,o = r_0$, so erhält man mit Hülfe der Kirchhoff'schen Formeln die Intensität des Stromes im Zweige r_0 gleich

Fig. 304.



$$i_0 = \frac{E_1\,r_2}{r_0\,(r_1 + r_2) + r_2\,(r_1 + r_3)}$$

wo E_1 die elektromotorische Kraft des Extrastromes in der Spirale A ist. Durch einen eigenen Commutator wurde vermittelt, dass stets nach dem Loslösen der Säule von der Verbindung mit d und e ihr ein gleich grosser Widerstand in einem besonderen Schliessungskreise geboten wurde, um so die Einflüsse des Schwankens ihrer elektromotorischen Kraft zu beseitigen. Die regelmässige Schliessung und Oeffnung des inducirenden

[1]) Rijke, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 497. 1857.*

Stromes bei l wurde durch einen Elektromagnet vermittelt, der durch einen besonderen, durch den Commutator in Thätigkeit gesetzten Strom erregt wurde. Der Elektromagnet zog einen Hebel an, und trennte dadurch zwei an und unter demselben befestigte, den Strom der primären Säule leitende Platinstifte, welche bei Unterbrechung des den Elektromagnet erregenden Stromes wieder gegeneinander fielen und die Verbindung der Säule S mit den Punkten e und d wieder herstellten.

Trotzdem aus den §. 589 mitgetheilten Versuchen folgt, dass der Oeffnungs- und Schliessungsextrastrom die Nadel des Galvanometers gleich stark ablenken, also gleiche Gesammtintensität besitzen, war doch die Ablenkung der Bifilarrolle des Dynamometers durch beide sehr verschieden.

Sie betrug z. B.

beim Oeffnungsextrastrom 1,24 Scalentheile,
„ Schliessungsextrastrom 7,14 „

das analoge Resultat ergab sich beim Einschieben von Eisenkernen in die Inductionsspirale. Hier betrugen die Ablenkungen der Bifilarrolle

durch den Oeffnungsextrastrom . . . 17,85 Scalentheile,
„ „ Schliessungsextrastrom . . 66,01 „

Es würde also entgegen den übrigen Erfahrungen die Zeitdauer des Schliessungsextrastromes scheinbar kleiner sein, als die des Oeffnungsextrastromes. Indess liegt dies hier nur daran, dass die den Extraströmen bei geschlossener und geöffneter Kette gebotenen Widerstände nicht gleich sind. Bezeichnet man nämlich die elektromotorische Kraft der Säule S mit E, den Widerstand des Zweiges dSe mit r, und wirkt gleichzeitig mit E in der Spirale A eine zweite elektromotorische Kraft E_1, während die Säule S mit d und e verbunden ist, so ergiebt sich die Intensität I_1 des Stromes in dem Zweige dAm

$$I_1 = \frac{E r_3}{r(r_1 + r_3) + r_3(r_1 + r_2)}$$
$$+ E_1 \frac{[r_0(r_1 + r_2) + r_2(r_1 + r_3)](r + r_3) - r_2(r_0 r - r_2 r_3)}{[r_0(r_1 + r_2) + r_2(r_1 + r_3)][r(r_1 + r_3) + r_3(r_1 + r_2)]} = \frac{E}{W_0} + \frac{E_1}{W_1}.$$

Ist die Verbindung mit der Säule in d und e aufgehoben, also $E = o$ und $r = \infty$, und wirkt dann in A die elektromotorische Kraft e_1, so ist die Intensität i_1 des Stromes in dAm

$$i_1 = e_1 \frac{r_0 r_1 + r_1 r_2 + r_2 r_3}{[r_0(r_1 + r_2) + r_2(r_1 + r_3)](r_1 + r_3)} = \frac{e_1}{w_1}.$$

Bezeichnen nun die Werthe I_1 und i_1 die Intensitäten der nach der Verbindung und Loslösung der Säule S von d und e durch die Spirale A fliessenden Ströme, ist P das Potential der Spirale auf sich selbst, die Inductionsconstante $\varepsilon = 1$, so sind die in jedem Moment in A inducirten elektromotorischen Kräfte $\varepsilon_1 = -P\frac{dI_1}{dt}$ und $e_1 = -P\frac{di_1}{dt}$.

Bei Einführung dieser Werthe in obige Gleichungen erhalten wir:

$$I_1 = \frac{E}{W_0} - \frac{P}{W_1}\frac{dI_1}{dt} \text{ und } i_1 = -\frac{P}{w_1}\frac{di_1}{dt},$$

daher

$$I_1 = \frac{E}{W_0}\left(1 - e^{-\frac{W_1}{P}t}\right) \text{ und } i_1 = \frac{E}{W_0} e^{-\frac{w_1}{P}t}.$$

Die in jedem Moment in A inducirten elektromotorischen Kräfte sind demnach:

$$E_1 = -P\frac{dI_1}{dt} = -\frac{EW_1}{W_0} e^{-\frac{W_1}{P}t} \text{ und } e_1 = -P\frac{di_1}{dt} = \frac{Ew_1}{W_0} e^{-\frac{w_1}{P}t};$$

die während der ganzen Zeit der Intensitätsänderung inducirten elektromotorischen Kräfte aber

$$E_s = -\frac{EP}{W_0} \text{ und } e_s = \frac{EP}{W_0}.$$

Obgleich also die gesammten elektromotorischen Kräfte des Schliessungs- und Oeffnungsextrastromes, wie zu erwarten, die gleichen sind, so sind doch die elektromotorischen Kräfte dieser Ströme in den einzelnen Momenten verschieden, da ihnen verschiedene Widerstände geboten werden, und es können daher auch die Angaben des Dynamometers in dem Zweige *mno* in beiden Fällen nicht gleich sein.

672 Wir haben oben erwähnt, dass eine neben die Inductionsspirale gestellte geschlossene Metallhülle, oder eine zweite in sich geschlossene Drathrolle die Gesammtintensität der inducirten Ströme, also auch der Extraströme nicht ändert. Dies hat Rijke (l. c.) gleichfalls mit dem erwähnten Apparate gezeigt, indem er die Spirale A mit einer zweiten Spirale umgab, und nach Lostrennung des Dynamometers n die Ausschläge des Galvanometers bestimmte, wenn sie geschlossen oder geöffnet war. In beiden Fällen ergab sich der Ausschlag gleich, sowohl bei Untersuchung der Schliessungs- als auch bei der der Oeffnungsströme. Dasselbe fand statt, als die Inductionsspirale noch einen Eisenkern enthielt.

Untersuchte man aber nach Einfügung des Dynamometers die Ausschläge desselben, so zeigte sich eine bedeutende Verminderung derselben nach Schliessen der die Inductionsrolle umgebenden secundären Rolle. So betrug z. B. dieser Ausschlag in Scalentheilen bei zwei Versuchsreihen, bei denen der primäre Strom durch sechs Elemente erregt wurde, und die Inductionsspirale keinen Eisenkern enthielt (I), so wie bei Anwendung von vier Daniell'schen Elementen und einem Eisenkern (II).

	I		II	
	Oeffnungs-extrastrom.	Schliessungs-extrastrom.	Oeffnungs-extrastrom.	Schliessungs-extrastrom.
Secundäre Rolle, offen	1,31	6,91	17,59	78,6
„ „ geschlossen .	0,63	3,75	5,66	12,06.

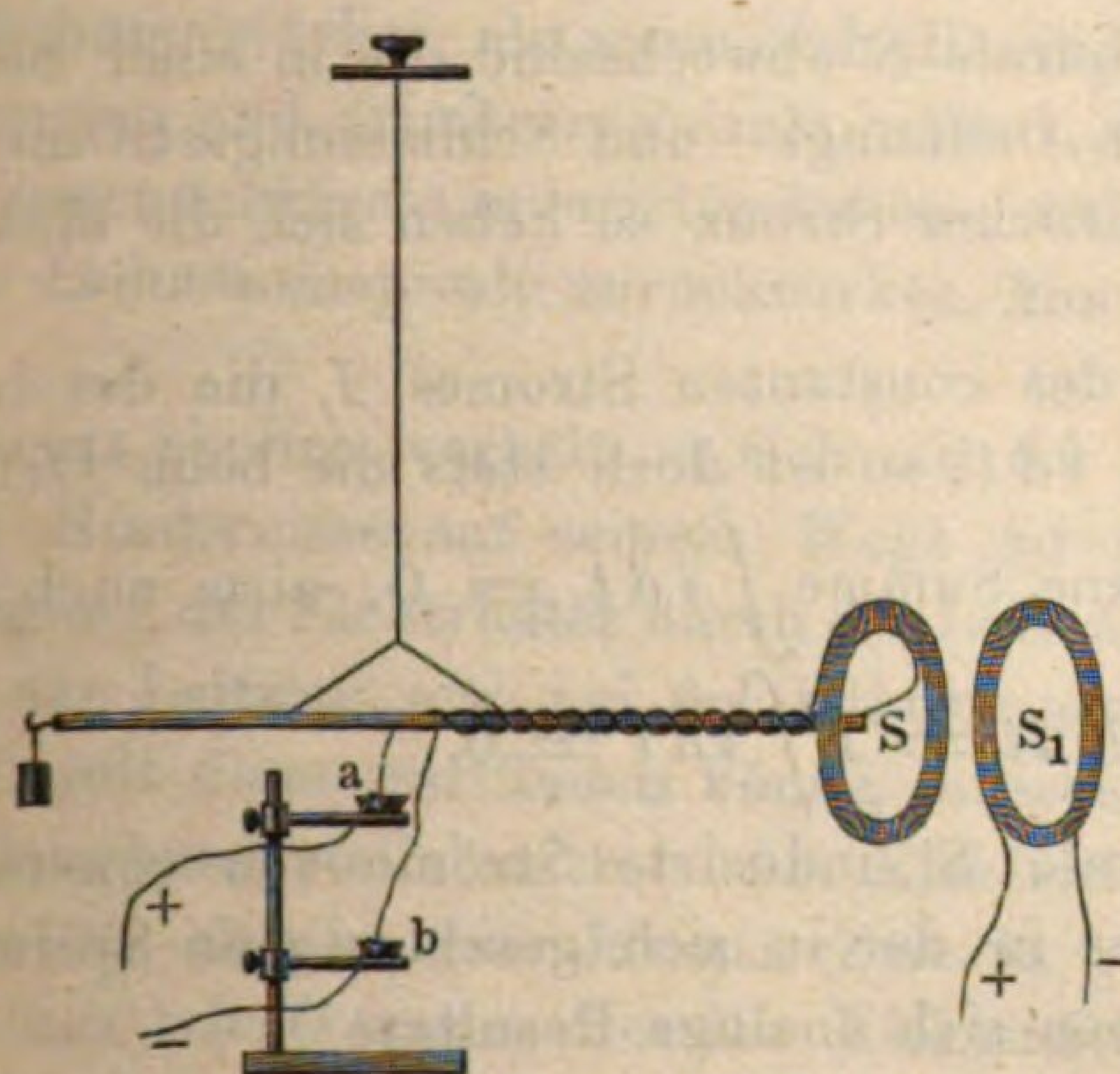
Die Ausschläge sind also bei geschlossener secundärer Spirale weit kleiner; die Zeitdauer der Extraströme ist weit grösser, ganz entsprechend den oben ausgeführten Betrachtungen.

Bei Anwendung eines Eisenkernes ist die Verzögerung des Schliessungsstromes viel bedeutender, als die des Oeffnungsstromes.

Leitet man die Inductionsströme nur durch die Bifilarrolle des Dynamometers, durch die feste Rolle einen constanten Strom von der Intensität I, und ist die variable Intensität des Inductionsstromes gleich i, seine 673
Zeitdauer t, so ist die die Bifilarrolle ablenkende Kraft $\int_0^t I i\, d t = I \int_0^t i\, d t$.

In diesem Falle ist also die Ablenkung nur von der Gesammtintensität des Inductionsstromes, nicht von seiner Zeitdauer abhängig, vorausgesetzt immer, dass dieselbe gegen die Schwingungsdauer der Bifilarrolle klein ist. Dies zeigen auch die folgenden Versuche von Lallemand[1]). Er brachte an dem einen Arme des Hebels einer Drehwage eine flache Spirale S, Fig. 305, an, deren Enden in zwei in der Drehungsaxe des Hebels befindliche Quecksilbernäpfe a und b eintauchten. Der Hebel der Drehwage hing an einem Messingdrath. Seitlich war neben der flachen Spirale eine zweite gleiche Spirale S_1 fest aufgestellt.

Fig. 305.



Wurde nun durch die Spirale S_I ein constanter Strom geleitet, durch die Spirale S aber inducirte Ströme in der einen oder anderen Richtung, so entsprach die elektrodynamische Wirkung direct dem Torsionswinkel T, um den man den Kopf der Drehwage drehen musste, um die Spirale S an ihre frühere Stelle zu bringen. T war dann der Intensität I des die inducirten Ströme erzeugenden inducirenden Stromes proportional, wie z. B. die folgende Tabelle ergiebt:

I	T
0,30	220
0,44	337
0,75	575
0,82	640
0,98	795

Es wurde ferner die Spirale S in sich geschlossen, und durch die Spirale S_I ein constanter Strom geleitet. Beim Schliessen dieses

[1]) Lallemand, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXII, p. 19. 1848.*

Stromes wurde ein Strom in S inducirt, der eine Abstossung von S, beim Oeffnen ein Strom, der eine Anziehung von S zur Folge hatte.

Die Drehung des Armes ergab dabei, dass die durch den Schliessungsstrom erzeugte Abstossung grösser war, als die durch den Oeffnungsstrom bewirkte Anziehung. Entsprechend tritt bei schnell wiederholtem Oeffnen und Schliessen des Stromes in S_I vermittelst eines Commutators stets Abstossung von S ein. Es ist also hier die elektrodynamische Wirkung des Schliessungsstromes grösser, als die des Oeffnungsstromes. Der Grund hiervon ist der, dass der Oeffnungsstrom einige Zeit nach der Oeffnung des inducirenden Stromes fortdauert, so dass die elektrodynamische Wirkung des letzteren auf den ersteren nicht während der ganzen Zeit seines Verlaufes ausgeübt wird, während dagegen der Schliessungsstrom sich ganz innerhalb der Dauer des inducirenden Stromes bildet, und so während seines ganzen Verlaufes die elektrodynamische Abstossung durch denselben erleidet.

Werden indess durch die Spirale S abwechselnd die in einer besonderen Inductionsspirale erzeugten Oeffnungs- und Schliessungsströme geleitet, durch S_I aber ein continuirlicher Strom, so heben sich die elektrodynamischen Wirkungen gerade auf.

Ist nämlich die Intensität des constanten Stromes I, die der inducirten Ströme in jedem Moment $i\,dt$, so ist doch stets die beim Oeffnen und Schliessen zusammen erhaltene Summe $\int i\,dt = 0$, also auch die elektrodynamische Wirkung $\int I i dt = I \int i\,dt = 0$.

Auch wenn durch die Spirale S_1 inducirte Ströme von constanter Intensität geleitet wurden, welche in der in sich geschlossenen Spirale S tertiäre Ströme inducirten, ergaben sich analoge Resultate[1]).

674 Die **thermischen Wirkungen** der Inductionsströme entsprechen ihren elektrodynamischen Wirkungen, wenn sie gleichzeitig durch beide Rollen des Dynamometers geleitet werden. Leitet man die Inductionsströme z. B. durch den Drath eines Riess'schen Luftthermometers, so ist die in demselben entwickelte Wärmemenge der Summe der Quadrate der Intensitäten i jener Ströme in jedem Moment, also dem Werthe $\int_0^t i^2 dt$ proportional. Je schneller also bei gleicher Gesammtintensität $\int_0^t i\,dt$ der In-

[1]) Die von Lallemand (Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XXXII, p. 432. 1851.*) beim Hindurchleiten der Inductionsströme durch beide Rollen S und S_1 erhaltenen Resultate konnten wegen Nichtbeachtung der obenerwähnten Umstände, sowie wegen nicht vollständiger Anwendung des Ohm'schen Gesetzes keine allgemeineren Resultate geben.

ductionsstrom verläuft, je grösser in jedem einzelnen Moment seine Intensität ist, desto grösser muss jene Wärmemenge ausfallen. Es werden also alle Ursachen, welche die Dauer der Inductionsströme vergrössern, ihre thermischen Wirkungen vermindern.

Abria[1]) umwand z. B. die Löthstelle eines Wismuth-Antimon-Thermoelementes mit 4 bis 5 Windungen von $^1/_4$ mm dickem übersponnenem Kupferdrath, deren Enden er in den Schliessungskreis einer Inductionsspirale einfügte. Durch einen Disjunctor konnte er durch jene Windungen einzeln die Inductionsströme leiten, welche entweder bei wiederholtem Oeffnen oder beim Schliessen einer inducirenden Spirale erzeugt worden waren.

Wurde nun in die Nähe der Inductionsspirale eine geschlossene Spirale oder eine Metallplatte gebracht, so verminderte sich die Wärmewirkung der Inductionsströme, und zwar je nach der Länge der Spirale oder Platte verschieden. Wurde die geschlossene Spirale oder Platte zwischen die primäre und die inducirte Spirale geschoben, so war die Schwächung stärker, als wenn sich die inducirte Spirale zwischen der geschlossenen und primären Spirale befand, da im ersteren Falle die in der geschlossenen Spirale inducirten Ströme, welche verzögernd auf die Ströme in der Inductionsspirale zurückwirken, eine grössere Intensität besitzen.

675 Ganz ähnlich verhält es sich mit der Fähigkeit des Stromes, mechanische Hindernisse auf seinem Wege zu überwinden, so z. B. bei dem Durchgang der Elektricität durch die Luft an irgend einer Unterbrechungsstelle der Leitung, also bei der Bildung der Funkenentladung.

Damit diese stattfinden könne, müssen die an den beiden Seiten der Unterbrechungsstelle auftretenden Elektricitäten eine bedeutende Dichtigkeit haben, also in einer kleinen Zeit in grosser Menge auftreten. Also auch hier wird, wenn dieselbe Elektricitätsmenge in der Leitung sich schneller bewegt, ein Funken leichter sich bilden, als wenn diese Bewegung irgendwie verzögert wird.

Dieselben Ursachen, welche bei sonst gleichen inducirenden Kräften die thermischen Wirkungen der Inductionsströme verstärken, werden daher auch die Bildung heller und grosser Inductionsfunken befördern.

Oeffnet man daher den Schliessungskreis einer Spirale von langem dünnem Drath, deren Enden mit einer Säule verbunden sind, vermittelst eines an irgend einer Stelle der Schliessung angebrachten Quecksilbernapfes, und schiebt sodann über die Spirale eine zweite, in sich geschlossene Spirale, so werden die Oeffnungsfunken weniger gross und hell. — Dieselbe Wirkung haben geschlossene Metallhüllen, welche man in die Spirale hineinlegt.

Legt man ebenso über eine inducirende Spirale eine Inductionsspirale von langem Drath, deren Enddräthe in einer sehr kleinen Entfernung einander gegenüberstehen, so springt beim Schliessen des Stromkreises

[1]) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. VII, p. 469. 1843.*

der ersteren Spirale kein Funken zwischen den Dräthen über, wohl aber beim Oeffnen desselben, da wiederum in der Inductionsspirale der Oeffnungsinductionsstrom sich schneller entwickelt, als der Schliessungsstrom.

Wenn man ferner eine Spirale aus zwei parallelen übersponnenen Kupferdräthen windet, die Enden des einen Kupferdrathes mit den Polen der Säule verbindet, die des anderen Drathes unverbunden lässt, so dass er keinen geschlossenen Kreis bildet, so zeigt sich beim Oeffnen des primären Stromkreises ein lebhafter Oeffnungsfunken in Folge des in ihm entstehenden Extrastromes. Verbindet man aber die Enden des zweiten Drathes der Spirale, so wird der Oeffnungsfunken des primären Stromkreises viel schwächer, während nun ein inducirter Strom in gleicher Richtung den zweiten Drath der Spirale durchströmt, wie vorher der Extrastrom den ersten Drath. Liegen die Enden des zweiten Drathes hierbei nur lose aneinander, so entsteht zwischen ihnen ein lebhafter Funken, so dass scheinbar jetzt die Inductionswirkung von dem primären Schliessungskreis auf den benachbarten übertragen ist. (Vergl. §. 663.)

Das nähere Studium der Eigenschaften der Inductionsfunken ist nur mit Hülfe der, grössere Elektricitätsmengen inducirenden Inductionsapparate möglich. Wir werden dieselben deshalb erst nach der Beschreibung dieser Apparate behandeln.

676 Einen ähnlichen Einfluss übt auch die Zeitdauer der Inductionsströme auf die durch sie bewirkte Magnetisirung von Stahlnadeln aus.

Da sich die Magnetisirung des Stahles in einer sehr kurzen Zeit herstellt, so kommt es bei dieser darauf an, die Intensität des inducirten Stromes in einem sehr kleinen Zeittheile sehr gross zu machen; nicht aber einen Strom von längerer Dauer zu erzeugen, dessen Gesammtintensität bedeutend ist. Deshalb werden alle Bedingungen, welche den Verlauf eines Inductionsstromes verzögern, seine magnetisirende Einwirkung auf Stahlnadeln vermindern. So zunächst also die Zwischenstellung von leitenden Metallmassen, von in sich geschlossenen Spiralen zwischen die inducirende und Inductionsspirale u. s. f. [1]).

Die Zwischenstellung einer nicht in sich geschlossenen Spirale hat selbstverständlich keinen Einfluss.

So hat schon Savary [2]) beobachtet, dass eine Stahlnadel beim Einschieben und Herausnehmen aus einer Drathspirale, durch die ein oft unterbrochener Strom geleitet wird, sich schwächer magnetisirt, wenn sie von einer Hülle von Kupfer umgeben ist. — Bei dem Durchleiten eines continuirlichen Stromes durch die Spirale hat die Hülle auf die Magnetisirung der Nadel selbstverständlich keinen Einfluss, da hier die Inductionsströme nicht auftreten. Bei sehr schwachen Strömen will Savary sogar hierbei eine anomale Magnetisirung bemerkt haben.

1) Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. III, p. 54. 1841.* — 2) Savary, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXIV, p. 49. 1827.* Pogg. Ann. Bd. X, S. 95.*

Reuben Philipps[1]) hat ebenfalls diesen Einfluss untersucht, indem er zu beiden Seiten einer flachen, mit der Säule verbundenen inducirenden Spirale zwei ganz gleiche Inductionsspiralen aufstellte, und die einen Enden derselben so verband, dass die beim Oeffnen der ersten Spirale inducirten Ströme in beiden Inductionsspiralen einander entgegenwirkten. Er verband die anderen Enden der letzteren mit dem „Indicator", d. h. einer kleinen Spirale, in welche Stahlnadeln eingelegt wurden. Die beiden Inductionsspiralen wurden so lange verschoben, bis sich die in ihnen inducirten Ströme gerade aufhoben, also die Stahlnadeln im Indicator beim Oeffnen oder beim Schliessen des primären Stromes keinen Magnetismus annahmen. Wurde nun zwischen die primäre Spirale und die eine Inductionsspirale eine Metallplatte gelegt, so überwog der Inductionsstrom der anderen Inductionsspirale, wie sich aus der Richtung der jetzt erfolgenden Magnetisirung der Stahlnadeln ergab.

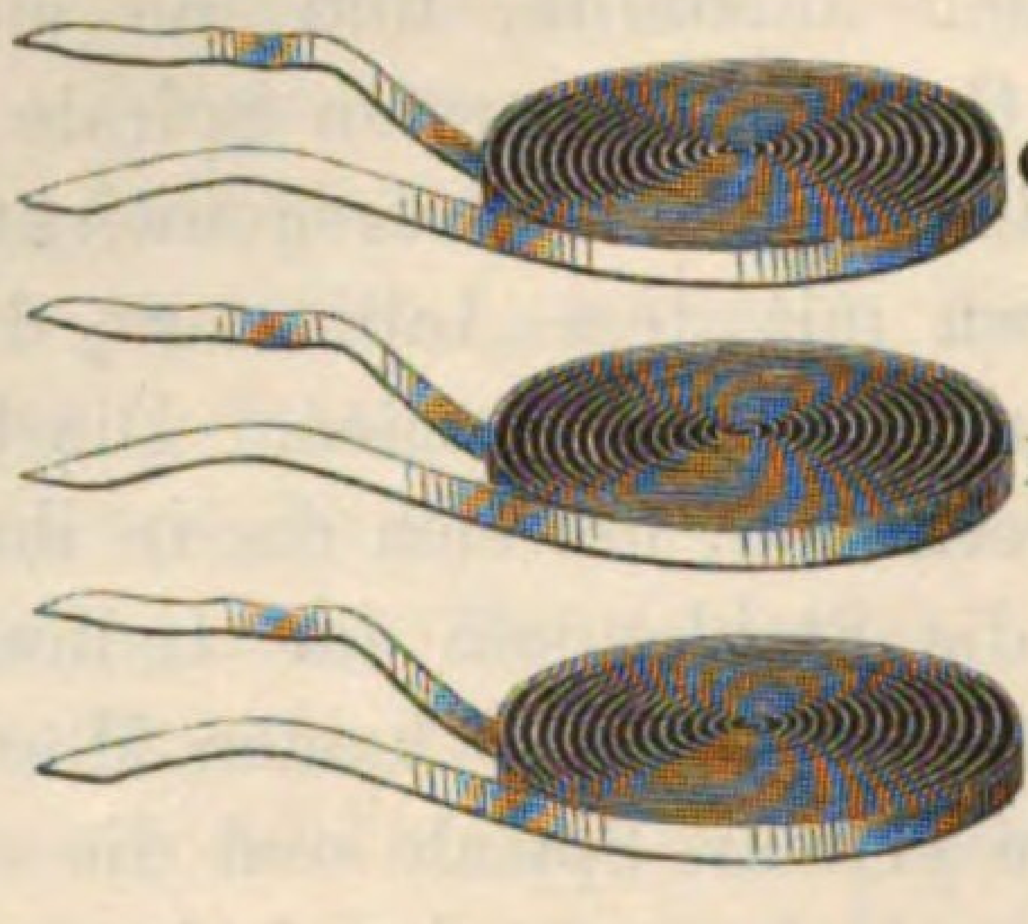
Mit wachsender Dicke und zunehmender specifischer Leitungsfähigkeit der zwischengestellten Metallplatten nimmt die Intensität der in ihnen inducirten, auf die benachbarte Inductionsspirale rückwirkenden Ströme, also auch die Verzögerung der Inductionsströme in letzterer zu, ihre magnetisirende Kraft ab. Radiale Einschnitte in den Metallplatten verhindern die Bildung der Inductionsströme in ihnen und vermindern ihren störenden Einfluss. Da im Allgemeinen der Oeffnungsstrom schneller verläuft als der Schliessungsstrom, so ist die Wirkung der Verzögerung bei ersterem bedeutender. Dies zeigt folgender Versuch. Legt man auf eine mit der Säule verbundene inducirende Bandspirale eine mit dem Indicator verbundene Inductionsspirale, und schliesst und öffnet einmal den Kreis der inducirenden Spirale, so überwiegt die Magnetisirung durch den Oeffnungsstrom. Dasselbe geschieht beim Zwischenlegen einer dünnen Zink- oder Kupferplatte zwischen die Spiralen. Werden aber zwischen dieselben mehrere Platten gelegt, so überwiegt nun die Magnetisirung durch den Schliessungsstrom, indem der letztere schneller verläuft als der Oeffnungsstrom.

Je nach der Lage der dritten in sich geschlossenen Spirale oder Metallplatte, welche einem aus einer inducirenden und Inductionsspirale bestehenden System genähert wird, kann die Rückwirkung der in ihr inducirten Ströme auf die inducirten Ströme der Inductionsspirale verschieden sein. Legt man z. B. drei gleiche Spiralen *ABC*, Fig. 306 (a. f. S.), aufeinander, leitet durch *A* den primären Strom, und bestimmt die magnetisirende Wirkung des Inductionsstromes in *C*, während *B* geöffnet und dann geschlossen ist, so findet man im letzteren Falle eine starke Schwächung der Wirkung. Wird aber die Wirkung des Inductionsstromes in *B* bestimmt, während *C* geöffnet oder geschlossen ist, so ist hier die Schwächung im letzteren Falle viel kleiner als vorher, da bei der weiteren Entfer- 677

1) Reuben Philipps, Phil. Mag. Bd. XXXIII, S. 260. 1848.*

nung von *C* und *A* der in *C* inducirte Strom, welcher durch seine Rückwirkung die Ströme in *B* schwächt, eine geringere Intensität besitzt, als der Strom in *B*.

Fig. 306.



Wird die Inductionsspirale *C* in verschiedenem Abstand (3, 7, 15^{mm}) von der primären Spirale *A*, die geschlossene Spirale *B* aber stets in gleichem Abstand von *A* aufgestellt, oder auch bei steigender Entfernung von *C* und *B* von der primären Spirale *A* der Abstand zwischen *C* und *B* constant erhalten, so findet, nach Abria[1]), die Schwächung des Inductionsstromes durch die Einschaltung der geschlossenen Spirale stets in gleichem Verhältniss statt; ein Satz, der doch nur innerhalb gewisser Grenzen richtig ist. Wird *B* als primäre Spirale verwendet, *C* als Inductions-, *A* als in sich geschlossene Spirale, so ist die Induction in *C* um so grösser, je weiter *A* von *B* entfernt wird[2]).

678 Ganz ähnlich verhalten sich auch die physiologischen Wirkungen der Ströme[3]), die durch dieselben bewirkten Zuckungen der

[1]) Abria, Ann. de chim. et de phys. [3] T. VII, p. 463. 1843.*

[2]) Abria (Ann. de Chim. et de Phys. T. III, p. 5. 1841*) hat die Magnetisirung der Stahlnadeln zur Bestimmung der Gesetze der inducirten Ströme zu verwenden gesucht. Er brachte in verschiedener Art über oder neben einer inducirenden Spirale eine Inductionsspirale an. Die Intensität des inducirenden Stromes in ersterer wurde durch eine Sinusboussole bestimmt. In den Schliessungskreis beider Spiralen waren zwei gleiche kleine Drathspiralen eingefügt. In diesen wurde nacheinander dieselbe Stahlnadel der Wirkung des inducirenden und des inducirten Stromes, sowohl beim Oeffnen als auch beim Schliessen des ersteren, ausgesetzt, und zwar dem schwächeren derselben zuerst, und dann jedesmal ihre Schwingungsdauer bestimmt. Auf diese Weise ergab sich das Verhältniss der Schwingungsdauer der Nadeln nach ihrer Magnetisirung durch den inducirten und durch den inducirenden Strom nahezu constant. Indem nun Abria nach früheren Versuchen (l. c. T. I, p. 385*) die Länge der Magnetnadeln und der sie magnetisirenden Spiralen, aus denen sie zum Theil herausragten, so gewählt hatte, dass der Magnetismus der Nadeln dem Quadrate der Intensität der sie magnetisirenden Ströme proportional war, ergab sich hieraus, dass die Intensität der inducirten Ströme der Intensität der inducirenden proportional sei. Bei Abänderung des Querschnittes der inducirenden Spirale (bei Anwendung mehrerer nebeneinander verbundener paralleler Spiraldräthe) fand sich entsprechend den §. 558 angeführten Resultaten die Induction vom Querschnitt unabhängig; bei Abänderung der Länge der inducirenden Spirale aber proportional der Anzahl der Windungen (bei Verbindung der Spiraldräthe hintereinander). Bei anderen Versuchen änderte Abria auch den inducirenden Kreis ab. — Abgesehen von der Unsicherheit des bei diesen letzteren Versuchen angenommenen Gesetzes der Abhängigkeit der Magnetisirung von der Stromintensität, ohne Berücksichtigung der Dauer der Inductionsströme, konnte Abria wegen Vernachlässigung des Ohm'schen Gesetzes bei Veränderung der nicht direct inducirten Theile des Inductionskreises, der Dicke und des Stoffes, der Zahl der Windungen des Drathes der Inductionsspirale durchaus keine allgemeineren Resultate erhalten. Auch das Gesetz, dass mit der Entfernung der Inductionsspirale von der inducirenden die Intensität des inducirten Stromes zuerst der Quadratwurzel ihrer Entfernung, dann derselben direct entspricht, kann nur innerhalb gewisser Grenzen richtig sein. — [3]) Wir betrachten diese Wirkungen nur insoweit, als sie zur Ergründung der physikalischen Verhältnisse der Inductionsströme dienen.

Froschschenkel und die Erschütterungen, welche durch dieselben dem menschlichen Körper ertheilt werden. Diese Wirkungen entsprechen der Aenderung, welche die Dichtigkeit der Ströme in der Zeiteinheit erfährt [1]).

Wenn daher in einem Stromkreise ein Strom in einer sehr kurzen Zeit von Null auf das Maximum seiner Intensität ansteigt und von diesem Maximum wieder auf Null herabsinkt, so wird die physiologische Wirkung desselben viel bedeutender, als wenn der Strom in längerer Zeit dieselbe Intensität erreicht und wieder verschwindet.

Jede Ursache also, welche das Entstehen oder Vergehen eines Stromes in einem Schliessungskreise verzögert, schwächt seine Wirkung.

Dieser Satz gilt namentlich für die Inductionsströme, welche durch ihr schnelles Ansteigen und Verschwinden besonders geeignet sind, physiologische Wirkungen hervorzubringen. Es wiederholen sich daher hier für die Stärke der physiologischen Wirkungen dieselben Bedingungen, wie für die Stärke der magnetisirenden und wärmenden Wirkung der Inductionsströme.

Umgiebt man eine inducirende Spirale mit einer Inductionsspirale, und schliesst die letztere vermittelst zweier, an ihren Enden angebrachter Handhaben durch den menschlichen Körper, und unterbricht den inducirenden Strom, indem man eine Metallspitze, welche mit dem einen Ende der Leitung desselben verbunden ist, aus einem mit dem anderen Ende der Leitung verbundenen Quecksilbernapf heraushebt, so ist die Erschütterung, welche der dabei erzeugte Inductionsstrom im Körper hervorruft, um so schwächer, je langsamer man die Spitze aus dem Quecksilber heraushebt, da dann die Intensität des inducirenden Stromes schon vor der vollständigen Unterbrechung allmälig bedeutend vermindert worden ist.

Verbindet man die Inductionsspirale mit dem menschlichen Körper, und löst durch eine Wippe die primäre Spirale von der Säule und unterbricht unmittelbar nachher durch dieselbe Wippe die Verbindung der Inductionsspirale mit dem Körper, so ist die physiologische Wirkung dieselbe, wie bei längerer Verbindung. Es ist dies ein doppelter Beweis; einmal dafür, dass der Inductionsstrom schneller bis zum Maximum ansteigt, als der kurze Zwischenraum zwischen den beiden, durch die Wippe hergestellten Unterbrechungen dauert; sodann, dass die Wirkung des zweiten Theiles des Inductionsstromes, während dessen seine Intensität abnimmt, viel schwächer ist, als die des ersten Theiles, während dessen seine Intensität ansteigt (eine Folge des viel langsameren Verlaufes des zweiten Theiles [2]). (Vergl. §. 664.)

Wird die inducirende Spirale abwechselnd geöffnet und geschlossen, so hat der Oeffnungsinductionsstrom bei gleicher Gesammtintensität doch

[1]) du Bois-Reymond, Untersuchungen, Bd. I, S. 258. 1848.* — [2]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 538. 1851.*

im Allgemeinen einen viel schnelleren Verlauf als der Schliessungsinductionsstrom; die durch ersteren hervorgerufenen Erschütterungen sind bedeutender als die durch den Schliessungsstrom.

Sehr gut lassen sich die abwechselnden Erschütterungen durch den Schliessungs- und Oeffnungsinductionsstrom vermittelst des Fig. 246, §. 545 abgebildeten Schlittenapparates hervorbringen.

679 In Folge der in der primären Spirale nach ihrer Schliessung durch den Inductionsstrom der secundären Spirale inducirten tertiären Ströme treten bei diesen Versuchen besondere Umstände ein, die namentlich Henry [1]) beobachtet hat.

Es wurde durch eine Bandspirale von 60 Fuss Länge der Strom eines einzelnen Daniell'schen Elementes geleitet, und derselbe abwechselnd mittelst eines Quecksilbernapfes geöffnet und geschlossen. Auf die Spirale wurde eine zweite Inductionsspirale von dünnem Kupferdrath von 1660 Yards (1518^{m}) Länge gelegt, deren Enden durch Handhaben mit dem Körper verbunden wurden. Der Oeffnungsschlag war hier stark, der Schliessungsschlag schwach. Mit wachsender Elementenzahl wuchs der Schliessungsschlag, der Oeffnungsschlag änderte sich wenig. Bei 30 Elementen soll der erstere Schlag der stärkere gewesen sein. Durch die Zahl der Elemente wird der Widerstand des primären Kreises zugleich mit der elektromotorischen Kraft in demselben vermehrt. Würde die Intensität des Stromes in ihm, nachdem sie constant geworden, dabei ungeändert bleiben, so würde der beim Schliessen des Kreises in der eingeschalteten Spirale inducirte Extrastrom doch mit zunehmendem Widerstande eine schwächere Intensität besitzen. Der primäre Strom würde schneller zum Maximum seiner Intensität anwachsen und ebenso auch der Schliessungsinductionsstrom in der benachbarten Inductionsspirale in kürzerer Zeit, aber mit grösserer Intensität verlaufen, also stärkere physiologische Wirkungen hervorbringen. — Auf den Oeffnungsstrom hat dagegen dieselbe Veränderung des primären Schliessungskreises einen geringeren Einfluss, da der Oeffnungsextrastrom in demselben weniger zu Stande kommt, indem der Kreis beim Entstehen desselben geöffnet ist.

Wird die Zahl der Windungen der inducirenden Spirale vermindert (ihr Potential auf sich selbst also kleiner), so nimmt bei gleicher Intensität des inducirenden Stromes die elektromotorische Kraft und Intensität des Extrastromes in derselben ab, und daher verläuft wiederum der secundäre Strom in der Inductionsspirale bei der Schliessung schneller; seine physiologische Wirkung ist nicht mehr so sehr viel geringer als die des Oeffnungsstromes, wie bei Anwendung einer mehrfach gewundenen Spirale.

Diese Ungleichheit des Verlaufes und der physiologischen Wirkungen des Oeffnungs- und Schliessungsinductionsstromes fällt zum grossen

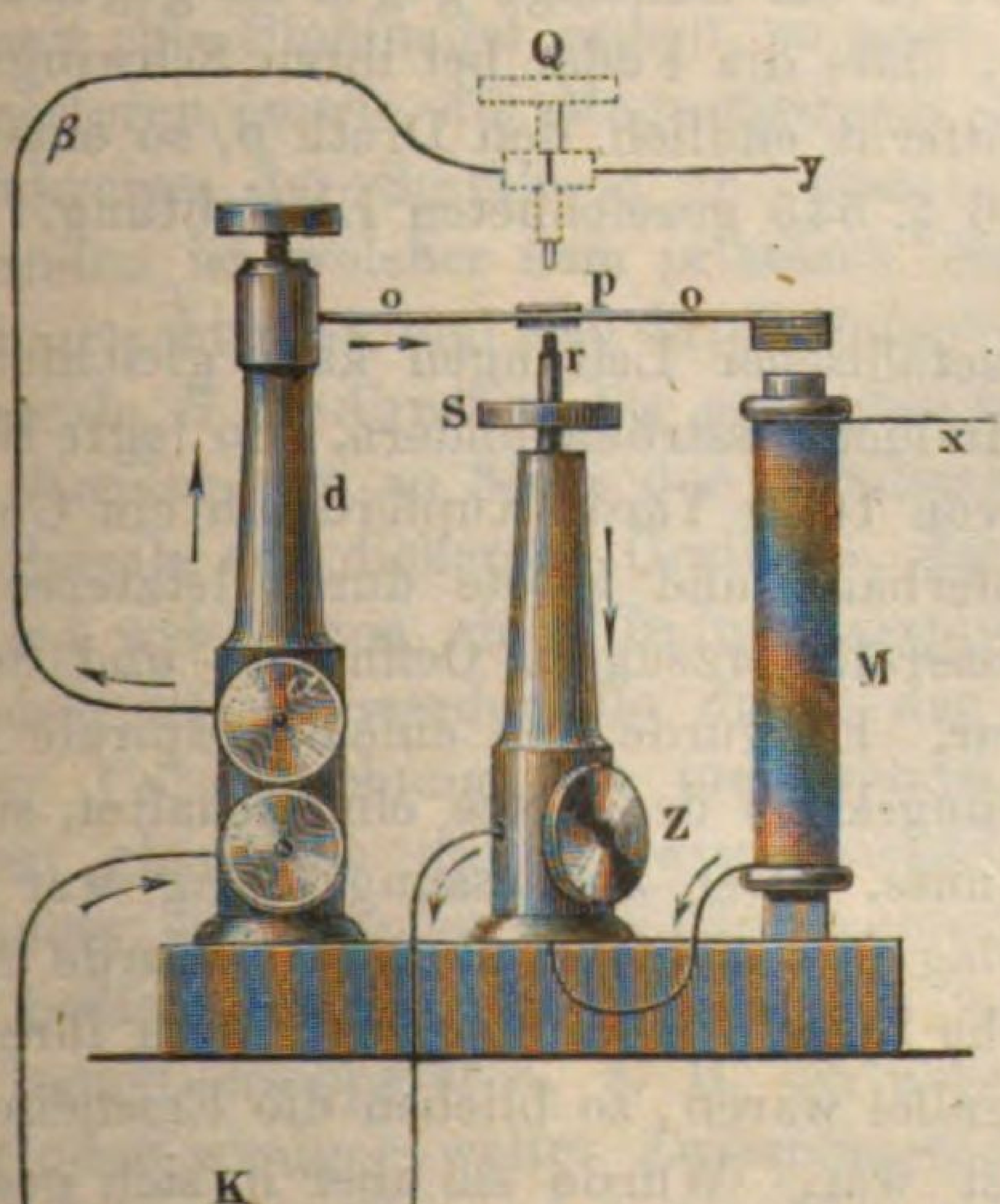
[1]) Henry, Phil. Mag. [3.] T. XVIII, p. 482. 1841*; Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 84.*

Theil fort, wenn man den Strom, statt allein durch die inducirende Rolle, noch durch eine Nebenschliessung zu derselben leitet, und diese abwechselnd schliesst und unterbricht. Dann finden die Inductionsströme, welche bei der abwechselnden Steigerung und Abnahme der Intensität des primären Stromes in der inducirenden Rolle selbst erzeugt werden, in allen Fällen eine geschlossene Bahn, ihr Verlauf ist sowohl beim Schliessen wie beim Oeffnen der Nebenleitung nicht allzusehr verschieden. Namentlich wenn der Widerstand der Nebenschliessung gegen den Widerstand des die Säule enthaltenden Schliessungszweiges, letzterer gegen den Widerstand der inducirenden Rolle klein ist, wird der Verlauf der Inductionsströme nahezu gleich.

So beobachtete Henry, als er die beiden Enden des Drathes einer Drathrolle in zwei mit den Polen einer Säule verbundene Quecksilbernäpfe tauchte, sodann etwa 6 Zoll von dem einen Quecksilbernapf entfernt in den Drath eine hakenförmige Biegung machte und diese abwechselnd in den anderen Quecksilbernapf tauchte und aus demselben herausnahm, dass er von einer der Drathrolle benachbarten Inductionsrolle in beiden Fällen keine Erschütterungen erhielt, wohl weil sowohl beim Eintauchen als auch beim Herausziehen des Hakens die in der primären Rolle entstehenden Inductionsströme zu sehr den Inductionsstrom verzögerten, als dass man seine physiologische Wirkung hätte wahrnehmen können [1]).

Diese Resultate stimmen mit den Berechnungen von E. du Bois-Reymond (§. 664 und 665) vollkommen überein.

Fig. 307.



Will man den du Bois'schen Schlittenapparat, Fig. 246, unter Anwendung einer Nebenschliessung zur Erzeugung von gleichmässig verlaufenden Schliessungs- und Oeffnungsinductionsströmen verwenden, so ändert man den stromunterbrechenden Theil desselben, nach Helmholtz [2]), in folgender Art ab.

Der eine Pol der Säule *K* (Fig. 307) wird mit der, die schwingende Feder *oo* des Wagner'schen Hammers tragenden Messingsäule *d* verbunden. Von dieser Säule führt vermittelst der Klemmschraube

[1]) Henry, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 87. 1841.* — [2]) Vergl. du Bois-Reymond, Monatsber. d. Berliner Akad. 26. Juni 1862;* Wundt, du Bois u. Reichert's Archiv 1859. S. 538 u. 550.*

α eine Drathverbindung direct zu dem einen Ende y der inducirenden Drathrolle A. Das andere Ende x derselben ist in Verbindung mit den Umwindungen des Elektromagnetes M, welcher sich unter dem vorderen, den Anker tragenden Ende der Feder oo befindet. Das andere Ende der Umwindungen ist mit der Messingsäule Z, und diese wiederum mit dem zweiten Pole der Säule K verbunden. Oberhalb trägt die Säule S eine Messingschraube, die oberhalb in einer Platinspitze endigt. Ihr gegenüber ist unterhalb an der Feder oo ein Platinplättchen r angelöthet. — Der den Kreis $K\alpha\beta yAxMK$ durchfliessende Strom erregt den Magnet M, welcher seinen Anker und die Feder oo herunterzieht, so dass das Plättchen r gegen die Platinspitze der Schraube S gegenschlägt. Dadurch ist eine Nebenleitung geschlossen, welche aus den Säulen d und Z und dem hinteren Theile der Feder oo besteht.

Der Strom in dem ersterwähnten Theile der Schliessung wird hierdurch so geschwächt, dass der Magnet M den Anker loslässt, die Feder oo zurückschnellt, und so die Nebenleitung geöffnet wird u. s. f.

Will man den Apparat auch ohne Nebenschliessung auf die früher (§. 545) angegebene Art verwenden können, so befestigt man auf der Feder oo auch oberhalb ein Platinplättchen p, und stellt demselben, wie auch in Fig. 307 in punktirter Zeichnung angegeben ist, von oben eine Schraube Q mit Platinspitze gegenüber, welche direct mit dem Ende y der inducirenden Spirale verbunden ist. Die Schraube Q ist bei Anwendung der Nebenschliessung in die Höhe geschraubt. Schraubt man dieselbe herunter, dass die Feder oo in der Ruhelage gegen sie gegendrückt, senkt die Schraube S so weit, dass die Feder bei ihren Schwingungen sie nicht mehr berührt, und entfernt endlich den Drath β, so entspricht der Apparat völlig der Fig. 246 §. 545 gezeichneten Einrichtung.

680 Die Nähe geschlossener metallischer Leitungen kann gleichfalls die physiologischen Wirkungen der Inductionsströme ändern. So legte Henry (l. c.) auf seine Inductionsrolle von 1660 Yards Kupferdrath ein Gewinde von nur drei Windungen Kupferband und leitete durch letzteres einen Strom. Die durch die Inductionsrolle erzeugten Oeffnungs- und Schliessungsschläge waren gleich fühlbar. Es wurde nun eine Bandspirale A von 60 Fuss Länge in den Schliessungskreis der Kette eingeschaltet, so dass sie nicht inducirend wirken konnte. Der Schliessungsschlag war kaum wahrnehmbar, der Oeffnungsschlag war nicht vermindert. Wurde nun in die Spirale A eine zweite gleiche Spirale B so eingelegt, dass ihre Windungen denen der ersteren parallel waren, so blieben die Erscheinungen ungeändert, so lange sie geöffnet war. Wurde sie aber in sich geschlossen, so war der Schliessungsschlag fast ebenso stark, wie ohne Anwendung der Spirale A. Der Oeffnungsschlag war wenig geändert. Der Grund hiervon ergiebt sich aus §. 663. Es wächst bei der Schliessung des primären Kreises der inducirende Strom Anfangs schneller an, wenn die Spirale B in sich geschlossen ist, als im gegentheiligen Falle. Die physiologi-

sche Wirkung des Inductionsstromes in der Inductionsspirale ist stärker. Die später erfolgende Verzögerung des Anwachsens des primären Stromes bis zu seinem völligen Maximum vermag nicht eine so grosse Verminderung der physiologischen Wirkung des secundären Stromes zu bewirken, wie dieselbe durch das anfängliche schnellere Ansteigen des primären Stromes gesteigert wird.

Stellt man ferner zwei Bandspiralen A und B parallel einander gegenüber, verbindet die Enden der einen durch zwei Handhaben mit den Händen und leitet durch die andere einen Strom, den man nachher öffnet, so erhält man eine Erschütterung, welche nicht geschwächt wird, wenn man zwischen die Spiralen schlechte Leiter, z. B. Holzplatten, einschaltet. Schiebt man aber zwischen dieselben ein nicht zu dünnes Blech von Kupfer oder Messing, so wird die physiologische Wirkung bedeutend geschwächt. Dasselbe geschieht, wenn zwischen die Spiralen eine dritte in sich geschlossene Spirale gestellt wird. Je geringer der Widerstand des Schliessungskreises der letzteren ist, desto grösser ist die Schwächung; also ist sie bedeutender, wenn die Schliessung durch einen Metalldrath, als wenn sie durch eine eben so lange Wassersäule geschieht.

Stellt man zwischen die inducirende und inducirte Spirale A und B eine Metallplatte, welche mit einem radialen Einschnitt versehen ist, so können in derselben keine Inductionsströme entstehen; ihr Einfluss auf die physiologische Wirkung der in B inducirten Ströme verschwindet. Verbindet man aber die beiden Ränder des Einschnittes der Metallplatte mit einem Galvanometer oder mit einer kleinen Magnetisirungsspirale, in die man eine Stahlnadel einlegt, so zeigt die Ablenkung der Magnetnadel des ersteren, sowie die Magnetisirung der letzteren beim Oeffnen des Stromkreises der Spirale A an, dass in der Platte wirklich ein Strom entstanden ist, welcher dem primären Strom in der inducirenden Spirale gleich gerichtet ist, und also durch Induction von Strömen höherer Ordnung in Spirale B die direct in ihr erzeugten Inductionsströme verzögern kann.

Wendet man an Stelle der Bandspiralen eine gewöhnliche cylindrische Spirale von dickerem Drath an, durch welche man einen Strom leitet, und welche von einer Inductionsspirale von langem, dünnem Drath umgeben ist, so werden die durch den Inductionsstrom in letzterer bei öfterer Unterbrechung des inducirenden Stromes erzeugten Erschütterungen gleichfalls durch Zwischenschieben eines in sich geschlossenen Cylinders von Kupfer- oder Messingblech geschwächt. Dieser Vorrichtung bedient man sich häufig bei den zu medicinischen Zwecken dienenden Inductionsapparaten, z. B. bei denen von Duchenne, um durch mehr oder weniger weites Zwischenschieben des Blechcylinders zwischen die, durch einen Wagner'schen Hammer mit der Säule verbundene inducirende und die inducirte Spirale die Intensität der physiologischen Wirkung zu reguliren. — Ist der Blechcylinder der Länge nach aufgeschlitzt, so bietet er den Inductionsströmen keine geschlossene Bahn und hemmt die physiologische Wirkung nicht.

681 Da Metallmassen ganz dieselbe verzögernde Wirkung auf die Bildung der Extraströme ausüben, wie auf die der anderen Inductionsströme, so wird auch durch ihre Nähe die physiologische Wirkung der Extraströme geschwächt. Verbindet man die Enden einer Inductionsrolle von langem dünnen Drath direct mit den Polen der Säule, und bringt an irgend einer Stelle des Schliessungkreises vermittelst eines Quecksilbernapfes eine Unterbrechungsstelle an, an deren beiden Seiten Handhaben an die Leitungsdräthe befestigt sind, die man mit den Händen ergreift, so erhält man beim Oeffnen der Verbindung mit der Säule einen stärkeren Schlag, wenn sich in der Spirale kein Metallcylinder befindet, als wenn man einen solchen in die Spirale einschiebt. — Ist die Spirale mit einer zweiten Spirale umgeben, so ändert diese die physiologische Wirkung des Extrastromes nicht, wenn ihre Enden nicht verbunden sind, sie schwächt sie wenig, wenn die Enden durch eine lange Wassersäule, stark dagegen, wenn sie durch einen guten Leiter verbunden sind u. s. f. [1]).

II. Zeit zum Entstehen und Verschwinden des Magnetismus.

682 Magnetisirt man eine Eisenmasse, sei es durch Einwirkung des Erdmagnetismus oder eines Magnetes, sei es durch Einwirkung einer Magnetisirungsspirale, so beobachtet man, dass eine gewisse Zeit vergeht, ehe das Eisen das Maximum des durch die einwirkenden Kräfte in ihm zu erregenden Magnetismus angenommen hat; dass ferner nach dem Aufhören jener Kräfte das Eisen nur allmälig den Magnetismus verliert.

Diese Erscheinung kann einen doppelten Grund haben.

Einmal können die Moleküle des Eisens eine gewisse Zeit brauchen, um den jedesmal auf sie wirkenden magnetischen Kräften in die ihnen durch dieselben gebotenen Lagen zu folgen und nach Aufhebung derselben in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückzukehren; ähnlich wie auch ein Stab, welcher durch mechanische Kräfte gebogen oder tordirt wird, erst nach einiger Zeit das Maximum seiner Torsion und Biegung, und nach Entfernung der seine Gestalt verändernden Kräfte, erst allmälig die neue, permanent veränderte Gestalt annimmt.

Zweitens können in der Masse des Eisens selbst beim Beginn und beim Aufhören der magnetisirenden Kraft Inductionsströme entstehen, welche dieselbe Erscheinung zur Folge haben. — Es werde z. B. ein Eisenstab in eine Magnetisirungsspirale gelegt, und dieselbe mit einer Säule verbunden. Es entstehen dann im Eisen Inductionsströme, welche den Eisenkern im Wesentlichen in Ebenen umfliessen, die auf der Axe der Magnetisirungsspirale senkrecht stehen. Diese Ströme sind dem magnetisirenden Strome entgegengerichtet. Wenn daher der Eisenkern durch

[1]) Vergl. auch Masson und Breguet, Ann de Chim. et de Phys. [3] T. IV, p. 129. 1842.*

den magnetisirenden Strom schon einen gewissen Magnetismus erhalten haben sollte, so subtrahirt sich von demselben die durch die Inductionsströme erzeugte entgegengesetzte Magnetisirung. Zugleich werden rückwärts durch das Ansteigen des Magnetismus in der Magnetisirungsspirale Extraströme inducirt, welche ebenso wie die durch die Wirkung der Spirale auf sich selbst in ihr inducirten Extraströme das Ansteigen des Stromes in derselben verzögern. Der Magnetismus steigt so langsamer an als ohne Einfluss der Inductionsströme.

Ebenso sind die in der Eisenmasse beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes erzeugten Inductionsströme dem ersteren gleichgerichtet und ertheilen dem Eisenkern von Neuem Magnetismus in dem Moment, in dem er seinen, durch den magnetisirenden Strom erzeugten Magnetismus schon verloren haben sollte; derselbe verschwindet daher noch nicht im Moment des Oeffnens, sondern erst nach einiger Zeit.

Liegen in der Nähe der magnetisirten Eisenmassen noch in sich geschlossene, dieselben umgebende Spiralen oder Metallmassen, so werden auch in diesen beim Entstehen und Vergehen des magnetisirenden Stromes und des Magnetismus des Eisenkernes Ströme inducirt, welche den Molekularströmen des Eisenkernes entgegengerichtet oder gleichgerichtet sind; im ersteren Falle also die entstehende Magnetisirung des Eisenkernes vermindern, im zweiten aber die abnehmende Magnetisirung vermehren und so auch die Zeitdauer des Entstehens und Vergehens des Magnetismus verlängern.

Der erste der erwähnten Gründe scheint zum Theil wirksam zu sein, 683
wenn man z. B. eine Eisenscheibe unter einer frei aufgehängten horizontalen Magnetnadel in Rotation versetzt. Die Magnetnadel folgt der rotirenden Scheibe in ihrer Bewegung viel schneller, als sich nach dem geringen Leitungsvermögen derselben erwarten liesse. — Ebenso werden, wie wir §. 652 erwähnten, die Schwingungen einer um eine horizontale Axe zwischen zwei Magnetpolen oscillirenden, in der Aequatorialebene befindlichen Eisenscheibe bedeutend gedämpft. Es wird nämlich in der Scheibe eine, dem Magnetismus der benachbarten Magnetpole ungleichnamige, in den entfernteren Stellen eine gleichnamige Magnetisirung hervorgerufen, welche bei der Bewegung der Scheibe eine Zeit andauert, so dass eine Anziehung der Magnetpole gegen die im Sinne der jedesmaligen Bewegungsrichtung der Scheibe vor ihnen liegenden Theile derselben stattfindet. Diese Polarität der Scheibe und Anziehung wird vermehrt, wenn beiderseits der Scheibe gleichnamige Magnetpole gegenüberstehen. Es ist dies ein Beweis, dass die eben betrachteten Erscheinungen nur zum geringeren Theile durch die, in der bewegten Scheibe inducirten Ströme bedingt sein können, da z. B. in einer Kupferscheibe gerade im Gegentheil die Intensität und Wirkung dieser Ströme zunimmt, wenn derselben von beiden Seiten ungleichnamige Magnetpole genähert werden.

Auch die Schwingungen einer Magnetnadel nehmen über einer Eisen-

platte viel schneller ab, als z. B. über einer Kupferplatte. So brauchte eine Nadel, die über einer Marmorplatte 116 Schwingungen machte, ehe sich ihre Oscillationsweite von 45° bis 10° verminderte, über einer Kupferplatte von 0,3''' Dicke dazu nur 62, über einer Eisenplatte von 0,4''' Dicke gar nur 6 Schwingungen [1]).

Dieselbe Verschiebung der magnetischen Polarität bemerkt man auch, wenn man eine eiserne Scheibe oder Kugel unter Einfluss des Erdmagnetismus rotiren lässt und nun ihre Polarität untersucht. Dieselbe verschiebt sich stets im Sinne der Bewegungsrichtung. Rotirt daher eine Scheibe nicht gerade in der, auf der Inclinationsrichtung senkrechten Ebene, so kann hierdurch ihre Einwirkung auf eine über ihr schwebende Magnetnadel, welche sie ihrer Magnetisirung durch den Erdmagnetismus verdankt, wesentlich geändert werden.

Ueber die Verschiebung der durch den Erdmagnetismus bewirkten Polarität rotirender Eisenscheiben und Eisenkugeln sind namentlich von Christie und Barlow Versuche angestellt worden.

Christie [2]) liess eine Eisenscheibe in verschiedenen Ebenen vor einer Declinationsnadel rotiren. Ihre ablenkende Wirkung auf die Magnetnadel war ein Maximum, als ihre Ebene der Inclinationsrichtung und zugleich der magnetischen Ostwestlinie parallel lag. Rotirte die Scheibe in einer horizontalen Ebene, so betrug die Wirkung auf die Nadel nur etwa $^1/_5$ der früheren. (Die jetzt auf die Scheibe wirkende horizontale Componente des Erdmagnetismus ist etwa nur $^1/_3$ der gesammten erdmagnetischen Kraft.) Endlich war die Wirkung auf die Nadel Null, wenn die Ebene der Scheibe auf der Inclinationsrichtung vertical war. — Im Allgemeinen lassen sich die Resultate so aussprechen, dass, wenn die Wirkung auf eine, neben der Scheibe befindliche Neigungsnadel bezogen wird, dieselbe bei der Rotation der Scheibe so abgelenkt wird, dass ihre Projection auf die Scheibe sich in entgegengesetzter Richtung bewegt, wie die Scheibe selbst. — In der That bildet sich in dem Punkt der Scheibe, welcher dem unteren (d. i. im Vergleich zur Inclinationsnadel nordpolaren) Ende dieser Projection entspricht, durch den Einfluss des Erdmagnetismus gleichfalls ein Nordpol. Dieser wird in der Drehungsrichtung der Scheibe verschoben und stösst mithin den Nordpol der Inclinationsnadel nach der entgegengesetzten Seite ab.

Barlow [3]) liess eine achtzöllige Shrapnellkugel 720 Mal in der Minute um eine horizontale Axe auf einem Holzgestell rotiren und näherte ihr eine, auf einem besonderen Gestelle aufgestellte Boussole, deren Nadel durch einen genäherten verticalen Magnetstab astasirt war. Die magnetische Axe der Nadel wurde auf den zu ihrem Mittelpunkt gehenden Radius der Kugel vertical gestellt.

[1]) Seebeck, Pogg. Ann. Bd. VII, S. 207. 1826.* — [2]) Christie, Philos. Trans. 1825, p. 347;* Pogg. Ann. Bd. IV, S. 459.* — [3]) Barlow, Philos. Trans. 1825, p. 317*; Pogg. Ann. Bd. IV, S. 464.*

Befand sich die Nadel in der durch die Axe der Kugel gelegten Horizontalebene vor irgend einer Stelle derselben, so wurde ihr Nordpol stets von der Kugel angezogen, wenn sich die oberen Theile derselben gegen sie hin bewegten; im umgekehrten Falle wurde das Südende der Nadel angezogen; indem im ersten Falle die oberen, durch die Wirkung des Erdmagnetismus südlich polarisirten, im zweiten die unteren, durch dieselbe nördlich polarisirten Theile der Kugel der Nadel genähert wurden, und dabei ihren Magnetismus zum Theil beibehielten. An den Enden der Axe fand keine Wirkung auf die Nadel statt, in der darauf verticalen Ebene ein Maximum.

Ist die Boussolennadel nicht astasirt, so nimmt sie eine mittlere Stellung durch den Einfluss des Erdmagnetismus und der gedrehten Kugel an.

Poisson[1]) hat diese Erscheinungen einer mathematischen Behandlung unterworfen, welche auf den §. 226 u. folgde. mitgetheilten Principien basirt ist. Nur müssen die Werthe α, β, γ daselbst als Functionen der Zeit angenommen werden. Wir müssen in Bezug auf diese Berechnungen auf das Original verweisen und glauben dies um so eher thun zu können, als die Resultate der Rechnung in Folge des im Eisen zurückbleibenden permanenten Magnetismus und der in seiner Masse bei der Bewegung entstehenden Inductionsströme, welche neue Magnetisirungen hervorrufen, nur unvollkommen mit den Beobachtungen übereinstimmen können.

Einige Erscheinungen, welche ihre Erklärung in denselben Ursachen 684
finden, wie die bisher mitgetheilten Phänomene, sind folgende. Lässt man einen hufeisenförmigen Magnet oder Elektromagnet, welcher nach Art des §. 648 beschriebenen vorgerichtet ist, um eine verticale Axe rotiren, welche seinen Schenkeln parallel ist und sich in der Mitte zwischen denselben befindet, und streut auf eine über seinen Polen befindliche Glasplatte Eisenfeile, so folgen sie bei langsamer Drehung den Polen; bei schnellerer setzen sie sich in dem durch die Polflächen um die Rotationsaxe gelegten Kreise in eine, der Drehungsrichtung der Pole entgegengesetzten Richtung in Bewegung. — Eine Halbkugel von Eisen, welche auf die Glasplatte aufgelegt wird, verhält sich wie die Eisenfeile[2]).

Die Verzögerung der Magnetisirung des Eisens bei Ein- 685
wirkung einer vom Strome durchflossenen Magnetisirungsspirale, welche zum grössten Theil von dem oben erwähnten zweiten Grunde, von den in der Eisenmasse und den umgebenden Metallmassen und auch in der Magnetisirungsspirale selbst inducirten Strömen herrührt, ist vielfältig beobachtet worden. Die Elektromagnete, namentlich wenn ihre

[1]) Poisson, Mémoire sur la théorie du magnétisme en mouvement (10. Juillet, 1826); Mémoires de l'académie roy. de l'Institut T. VI, p. 441 Année 1823 (1827).* — [2]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 40. 1855.*

Eisenmasse bedeutend ist, erhalten erst einige Zeit, nachdem ihre Magnetisirungsspiralen mit der Säule verbunden worden sind, ihre volle Tragkraft. Vorher lässt sich der Anker auf ihnen hin- und herziehen und abreissen.

Auch die Drehung der Polarisationsebene in einem durchsichtigen, zwischen die Pole des Magnetes gestellten Körper tritt in Folge dieser allmäligen Zunahme der Magnetisirung erst einige Zeit nach der Schliessung des magnetisirenden Stromes in voller Stärke hervor [1]).

Setzt man ebenso auf den einen Pol eines Elektromagnetes ein Glas voll Wasser, in welchem Eisenoxydoxydul suspendirt ist, so fällt dieses erst einige Zeit nach Schliessung des magnetisirenden Stromes zu Boden [2]).

Auch Page [3]) beobachtete, dass erst etwa eine halbe bis drei Viertel Secunden nach dem Schliessen des Stromkreises einer, um einen Eisenmagnet gewickelten Spirale der beim Oeffnen desselben entstehende Oeffnungsfunke ein Maximum der Helligkeit erreicht; so dass also erst dann der Magnetismus des Eisenkernes ein Maximum erlangt hat, und so erst dann beim Aufhören desselben in der umgebenden Spirale der stärkste Strom erzeugt wird.

Dieselbe Zeitdauer ist für die Aenderung der Magnetisirung eines hufeisenförmigen Elektromagnetes beim Auflegen des Ankers erforderlich. Legt man den Anker mit seinem einen Ende auf die eine Polfläche und schlägt mit seinem anderen Ende schnell auf die andere Polfläche, so kann man es sogleich wieder von derselben abheben. Bei längerer Berührung mit den beiden Polflächen haftet der Anker indess ganz fest. — Dasselbe fand Sinsteden [4]) an einem Stahlmagnet, der 110 Pfund trug.

Ebenso ist zum Verschwinden des Magnetismus eines Elektromagnetes eine gewisse Zeit erforderlich.

So gaben bei dem Versuche von Page [5]) die den Magnet umgebenden Spiralen noch etwa eine halbe Secunde nach dem Unterbrechen der Verbindung mit der Säule bei directer Verbindung ihrer Enden Funken. (Vergl. auch §. 667.)

Auch zur Umkehrung des Magnetismus eines Magnetes ist eine gewisse Zeit erforderlich.

Erregt man die beiden Pole eines starken Elektromagnetes nicht gleich stark, legt Halbanker darauf, die mit konisch zugespitzten Flächen einander gegenüber stehen, und bedeckt dieselben mit einer Glasplatte, so legen sich darauf gestreute Eisenfeile in die Verbindungslinie der beiden Polspitzen. Kehrt man dann den den Magnet erregenden Strom so um, dass der früher schwächer erregte Pol der stärkere wird, so bemerkt man eine Bewegung in den Eisenfeilen, aber erst etwa zwei Secunden nach dem Wechsel der Richtung des Stromes [6]).

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIX, §. 2170.* und Vol. III, p. 466. 1846.* — [2]) Plücker, l. c. — [3]) Page, Amer. Journ. Vol. XI, p. 66; Krönig's Journ. Bd. I, S. 249. 1851. — [4]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 227. 1854.* — [5]) Vergl. auch Quet, Compt. rend. T. XXXV, p. 749. 1852.* — [6]) Plücker, l. c.

Die beiden Ursachen der Verzögerung des Entstehens und Vergehens 686
des Magnetismus haben auf die Bildung der Inductionsströme in den die Eisenkerne umgebenden Spiralen den gleichen Einfluss. Jene Inductionsströme werden andauern, so lange der Magnetismus des Eisens sich ändert. Sie werden dieselbe Gesammtintensität besitzen, wie wenn der Magnetismus des Eisens plötzlich entstände oder verginge, ihre Zeitdauer wird aber verlängert sein. Der Schliessungextrastrom in der magnetisirenden Spirale selbst wird also bei Einlegen eines Eisenkernes in dieselbe längere Zeit andauern, als ohne denselben. Dies zeigen unter anderem die schon §. 672 citirten Versuche von Rijke. Beim Oeffnen des Stromes der Magnetisirungsspirale dauert dann auch noch der Oeffnungsextrastrom einige Zeit an (vergl. §. 667 und 685). Ebenso werden beim Herumlegen einer Inductionsspirale um die magnetisirende Spirale die in derselben beim Schliessen und Oeffnen des magnetisirenden Stromes inducirten Ströme eine gewisse Zeit verlaufen und danach ihre Wirkungen verändern [1]).

Es ist nun zu untersuchen, ob bei der Elektromagnetisirung des Eisens es hauptsächlich die Trägheit seiner Moleküle ist, welche nur langsam ihre jedesmalige Lage verlassen, oder die magnetisirende Wirkung der in seiner Masse und in den umgebenden Metallmassen oder Spiralen erregten Inductionsströme, welche die Verzögerung der Aenderungen des temporären Magnetismus bedingen.

Zunächst lässt sich nachweisen, dass der letztere Grund der überwiegende ist. Denn untersucht man einmal nach der von Helmholtz [2]) (§. 661) angegebenen Methode die Dauer des Oeffnungsextrastromes in einer mit einer Säule verbundenen Spirale, während in die Spirale ein Bündel von ganz dünnen (0,123 Linien dicken), lackirten Eisendräthen eingelegt wird, in welchem keine Inductionsströme entstehen können, so ergiebt sich gar kein Andauern des Stromes nach dem Oeffnen, gerade wie ohne Einlegen von Eisendräthen (§. 667). Werden die Eisendräthe aber dicker genommen, so dass in ihnen Inductionsströme entstehen können, so zeigt sich ein Andauern des Oeffnungsstromes über die Zeit des Oeffnens hinaus.

Alle Ursachen sodann, welche die Bildung von Inductionsströmen in der elektromagnetischen Eisenmasse oder den sie umgebenden Metallhüllen oder Spiralen beim Beginn und Aufhören ihrer Magnetisirung hindern, also die durch jene Ströme bewirkte Verlangsamung der Aenderungen ihres magnetischen Momentes vermindern, bedingen zugleich, dass die Inductionsströme, welche bei jenen Aenderungen in den die Eisenmassen umgebenden Spiralen inducirt werden, gleichfalls einen schnelleren Verlauf nehmen. Die physiologischen und magnetisirenden Wirkungen derselben werden also bei sonstigen gleichen Aenderungen des Momentes der Eisenkerne dabei gesteigert.

[1]) Vergl. Quet, l. c. — [2]) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 535. 1851.*

687 Dies zeigt sich zuerst bei Untersuchung der Extraströme in den Spiralen. Legt man daher in eine Drathspirale einen massiven Eisenkern ein, verbindet die Enden derselben mit den Polen einer Säule und mit zwei Handhaben, welche man mit den Händen ergreift, so ist die Erschütterung, welche man beim Loslösen der Säule von der Spirale erhält, in Folge des langsamen Verschwindens des Magnetismus nicht so bedeutend, als man es nach der Stärke der Magnetisirung des Eisens erwarten sollte. Indess muss doch die durch die Inductionsströme in der Eisenmasse erzeugte neue Magnetisirung geringer sein als die Abnahme der letzteren im Moment des Oeffnens, denn sonst würde das Einlegen des Eisenkernes die physiologische Wirkung überhaupt nicht verstärken.

Wendet man dagegen an Stelle des massiven Eisenstabes ein Bündel von Eisendräthen an, welche einzeln lackirt oder in Wachs eingeschmolzen, oder einfacher nur durch eine Lampenflamme gezogen und so mit einer schlecht leitenden Oxydschicht bedeckt sind, so kann in ihnen kein so starker inducirter Strom entstehen, wie in dem massiven Eisenkerne. Die physiologische Wirkung des Extrastromes der Spirale beim Oeffnen ist daher stärker. Dies wurde zuerst von Sturgeon und Bachhoffner [1]) beobachtet. Nach Magnus [2]) findet dies sogar dann noch statt, wenn man sich durch die Ablenkung der Nadel einer Boussole in der Nähe der Spirale überzeugt hat, dass das Eisendrathbündel durch die magnetisirende Wirkung des Stromes in der Spirale ein etwas schwächeres magnetisches Moment erhalten hat, als der massive Eisenkern.

Werden die Drathbündel in leichtflüssiges Metall eingegossen, so kann nun in ihnen ein Inductionsstrom zu Stande kommen, sie wirken, nach Magnus, nur so stark wie massive Kerne.

Werden sie in eine Röhre von leichtflüssigem Metall, von dünnem Messingblech eingelegt, so entsteht in diesen Röhren beim Oeffnen des Stromkreises der Spirale durch das Verschwinden des Stromes und des Magnetismus der Eisendräthe gleichfalls ein inducirter Strom, welcher die Eisendräthe von Neuem magnetisirt. So wird der Extrastrom in der Spirale verzögert und seine physiologische Wirkung geschwächt. — Je schlechter der Stoff der Röhre leitet, eine desto geringere Intensität besitzt der Inductionsstrom in derselben, desto geringer ist seine schwächende Wirkung. Deshalb vermindert z. B. eine Röhre von Neusilberblech viel schwächer die physiologische Wirkung als eine Messingröhre. — Werden die Röhren der Länge nach aufgeschlitzt, so kann der Inductionsstrom in ihnen nicht entstehen; das Drathbündel wirkt wie ohne Röhre.

Spiralig gewundene Eisenbleche, welche nicht in sich geschlossen sind, verstärken, nach Magnus (l. c.), die physiologische Wirkung der Extraströme beim Einsenken in eine Spirale fast eben so stark wie die Drathbündel; hohle, dünne, in sich geschlossene Eisenblechröhren bedeu-

[1]) Sturgeon und Bachhoffner, Annals of Electr. T. I, p. 481 — [2]) Magnus, Pogg. Ann. Bd. XLVIII, S. 95. 1839*.

tender als massive Eisencylinder und Flintenläufe, da ihr temporärer Magnetismus fast eben so gross ist wie der der letzteren, die Inductionsströme in ihnen aber eine geringere Intensität besitzen. Werden die Eisenröhren aufgeschlitzt, so wird dadurch namentlich bei dickeren Röhren ihre, den Extrastrom der Spiralen verstärkende Wirkung bedeutend vermehrt. — Werden in solche aufgeschlitzte Eisenröhren noch Eisendrathbündel gelegt, so werden auch diese noch durch den Strom in der Spirale magnetisirt und addiren ihre inducirende Wirkung zu der des Eisenrohres bei der Bildung des Extrastromes in der umgebenden Spirale. Bei einem geschlossenen Eisenrohre von etwas dickerem Metall verstärken dagegen eingelegte Eisendrathbündel die Intensität des Extrastromes nicht, da, wie bei Umgebung des Bündels mit Röhren von nicht magnetischem Metall, durch Verschwinden des Magnetismus der Eisendräthe Inductionsströme in der Eisenröhre inducirt werden, durch deren Rückwirkung auf die Spirale die Verstärkung der Extraströme in derselben durch die Drathbündel fast vollständig compensirt wird.

Die eben erwähnten, an den Extraströmen zu beobachtenden Erscheinungen kann man deutlicher zeigen, wenn man die Verbindung und die Loslösung der Säule von der, die Eisenkerne enthaltenden und mit dem Körper verbundenen Spirale oft hinter einander mit Hülfe des Thl. I, Fig. 108 gezeichneten Interruptors herstellt. — Man kann hierzu auch den Thl. II, Fig. 259 gezeichneten Apparat verwenden, in dessen Spirale man die verschiedenen Eisenkerne einlegt.

Einige andere, an Extraströmen beobachtete Erscheinungen, welche 688
auf denselben Ursachen beruhen, wie die beschriebenen, sind die folgenden.

Umwindet man die Schenkel eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mit einer langen Drathspirale, legt auf denselben den Anker und verbindet die Enden der Spirale durch einen Commutator erst mit einer Säule und dann mit einem Galvanometer, so weicht die Nadel desselben in derselben Richtung aus, wie wenn der durch die Spirale fliessende Strom sie abgelenkt hätte. — Bei Anwendung eines 1400 Fuss langen Spiraldrathes konnte Magnus [1]) selbst noch einen solchen Ausschlag der Nadel erhalten, als die Spirale schon 10 Secunden von der Säule losgelöst war und dann erst mit dem Galvanometer verbunden wurde.

Bei Umwindung des Magnetes mit einer kürzeren Drathspirale nimmt die Dauer des Phänomens ab, da dann der in derselben beim Verschwinden des Magnetismus inducirte Strom eine geringere elektromotorische Kraft besitzt und weniger auf das Galvanometer wirken kann. — Wird der Anker nicht auf den Magnet gelegt, so zeigt sich die Erscheinung nicht.

Die längere Dauer des inducirten Stromes lässt sich auch auf eine andere Weise zeigen.

[1]) Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 427. 1836.*

Bringt man auf die Schenkel des Elektromagnetes Spiralen mit langem Drathe, und verbindet sie mit den Polen der Säule, während gleichzeitig in den Schliessungskreis ein Galvanometer mit astatischer Nadel eingeschaltet ist, so weicht die Nadel desselben stark ab. Schaltet man durch Umlegen des Commutators die Säule aus dem Schliessungskreis aus und schliesst dafür denselben durch einen Metalldrath, so geht die Nadel des Galvanometers plötzlich auf Null zurück. Nicht so ist es, wenn der Anker auf den Elektromagnet aufgelegt ist. Dann kehrt die Nadel bei dem Umlegen des Commutators nur langsam in ihre Ruhelage zurück. Es bleibt also noch längere Zeit in der Schliessung ein inducirter Strom bestehen. — Ist der Drath kurz, welcher den Elektromagnet umgiebt, so kann man diese Dauer des inducirten Stromes nicht beobachten.

Auch hier wird beim Verschwinden des Magnetismus in der längeren Spirale ein Strom von grösserer elektromotorischer Kraft inducirt, der, selbst wenn der Widerstand der Spirale so gross ist, dass seine Intensität nur dieselbe ist, wie bei einer kürzeren Spirale, dennoch im Verhältniss zu der Windungszahl auf den Eisenkern stärker magnetisirend zurückwirkt als der Strom in der kürzeren Spirale.

Die Wirkung des Ankers kann darauf beruhen, dass die einzelnen Moleküle des Magnetes bei Anwesenheit desselben bei gleicher magnetisirender Kraft stärker in ihre magnetischen Lagen gerichtet werden als ohne denselben. Wenn sie daher beim Aufheben der magnetisirenden Kraft in ihre unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückzukehren streben, so werden die dabei in der umgebenden Spirale und in der Masse des Eisens inducirten Ströme dem Magnet von Neuem viel stärkeren Magnetismus ertheilen, als wenn derselbe nicht mit dem Anker armirt ist. Im ersteren Falle erfolgt daher die Abnahme des Magnetismus viel langsamer.

Kehrt man ferner durch einen Gyrotrop die Richtung des Stromes um, welcher durch die Magnetisirungsspirale eines, mit einem nicht zu schweren Anker versehenen, mit seinen Schenkeln nach unten gehängten Magnetes geleitet wird, so bleibt der Anker haften, wenn die Magnetisirungsspirale kurz ist. Im gegentheiligen Falle fällt er ab. — Im ersteren Falle sind die Inductionsströme, welche das Verschwinden und das Auftreten des Magnetismus verzögern, gering. Unmittelbar beim Umschlagen des Gyrotrops tritt auch die umgekehrte Magnetisirung des Magnetes in voller Kraft ein, der Anker kann sich im Augenblicke des Verschwindens des Magnetismus nur so weit vom Magnete entfernen, dass er durch dessen neu entstehenden Magnetismus wieder zu demselben herangezogen wird. — Treten aber, wie bei Anwendung längerer Inductionsspiralen, beim Umlegen des Gyrotropes stärkere Inductionsströme auf, so besteht zuerst noch der Magnetismus in Folge des Oeffnungsstromes fort; der Anker wird noch stark angezogen. Dann aber erfolgt das Verschwinden und das neue Entstehen des Magnetismus nur allmälig. So wird der Magnet eine längere Zeit hindurch nur eine sehr geringe Stärke besitzen, während welcher Zeit der Anker sich zu weit vom Magnete entfernt, als dass er bei

dem Auftreten seiner ganzen neuen Magnetisirung wieder angezogen werden könnte [1]).

Aehnliche Resultate ergeben sich auch bei Beobachtung der physiologischen Wirkungen des Extrastromes der Spiralen, welche einen hufeisenförmigen Elektromagnet umgeben [2]). 689

Legt man auf das Hufeisen einen die Schenkel verbindenden Anker, so wird zwar die Einstellung der magnetischen Theilchen hierdurch befördert, und das gesammte magnetische Moment des Hufeisenelektromagnetes nimmt zu. Beim Oeffnen des Stromes behält aber derselbe nicht nur für sich schon einen bedeutenden remanenten Magnetismus bei, sondern derselbe wird durch die im Moment des Oeffnens in seiner Masse auftretenden Inductionsströme noch so gesteigert, dass in jenem Moment eher eine Zunahme als eine Abnahme der Magnetisirung eintritt. Man erhält daher nur eine sehr schwache physiologische Wirkung. — Ist die Inductionsspirale lang, so giebt sie für sich, ohne Einlegen des mit dem Anker geschlossenen Hufeisenmagnetes eine stärkere Erschütterung, als mit demselben, da nun die Ursache der Verzögerung fortfällt. Dass diese Verzögerung nicht allein durch die directe Rückwirkung der im Elektromagnet inducirten Ströme auf die umgebende Spirale bedingt ist, sondern vielmehr durch die durch dieselben bewirkte neue Magnetisirung des Magnetes im Moment des Oeffnens, zeigt sich, wenn man statt des eisernen Hufeisens in die Inductionsspirale ein ganz ebenso gestaltetes Hufeisen von Zink mit darauf gelegtem Anker von Zink einlegt. Durch dieses werden die Erschütterungen nicht vermindert, welche die Spirale allein giebt.

Behält man die Handhaben der Magnetisirungsspirale nach dem Oeffnen des Stromes in der Hand, während der mit seinem Anker geschlossene Elektromagnet in ihnen liegt, und reisst nun den Anker desselben ab, so erhält man eine sehr starke Erschütterung, da jetzt der remanente Magnetismus des Magnetes verschwindet. Dieselbe ist noch stärker, wenn man die Enden der Spirale durch einen metallischen Leiter verbindet und diesen unterbricht, während man gleichzeitig den Anker des Magnetes abreisst. Man würde in diesem Falle die Erschütterung durch den jedenfalls nur sehr kurze Zeit andauernden Extrastrom erhalten, welcher entsteht, wenn der beim Verschwinden des remanenten Magnetismus im Hufeisen inducirte Strom während seines Laufes durch die metallische Schliessung unterbrochen wird.

Der folgende bemerkenswerthe Versuch schliesst sich den erwähnten an. Man umwindet die beiden Schenkel eines hufeisenförmigen Elektromagnetes mit Spiralen, deren eine Enden mit einander verbunden sind, deren andere Enden in Quecksilbernäpfe tauchen, welche mit den Polen der Säule in Verbindung stehen, und in die Dräthe eingesenkt sind, welche Handhaben tragen. Man erhält dann nach Magnus (l. c.) 690

[1]) Vergl. P. M. Phil. Mag. [3.] Vol. III, p. 19. 1833;* Magnus, Pogg. Ann. Bd. XXXVIII, S. 433.* 1836.* — [2]) Magnus, l. c. S. 417. 1836.*

nahezu dieselbe Erschütterung durch den in den Spiralen beim Herausheben der Enden derselben aus den Quecksilbernäpfen entstehenden Inductionsstrom, mögen die Schenkel des Hufeisens im gleichen oder entgegengesetzten Sinne durch den Strom in den sie umgebenden Spiralen magnetisirt worden sein; obgleich im ersten Falle das Hufeisen eine bedeutende, im letzten keine merkliche Tragkraft besitzt. Wenn auch der in jedem Schenkel des Hufeisens erregte Magnetismus im ersten Falle grösser ist als im zweiten, da die einzelnen magnetischen Moleküle beider Schenkel durch ihre gegenseitige Wirkung sich stärker in die magnetische Einstellung begeben, so verschwindet doch in diesem Falle, wo sie auch nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes in ihren Lagen zum Theil verharren, der Magnetismus der Schenkel langsamer und weniger vollkommen als im zweiten Falle, wo die Moleküle beider Schenkel ihre ungleichnamigen Pole einander zukehren und dann nach Aufhebung der magnetisirenden Kraft durch ihre Wechselwirkung in die unmagnetischen Gleichgewichtslagen zurückgeführt werden.

691 Ganz analoge Erscheinungen wie an den Extraströmen, zeigen sich auch, wenn man den primären Strom durch eine inducirende Drathrolle mit wenigen Windungen von Drath leitet, und über diese eine Inductionsspirale von vielen Windungen von dünnem Drath wickelt und deren Enden durch Handhaben mit dem Körper verbindet. Beim Einlegen von Eisenstäben, Drathbündeln, Eisenröhren u. s. f. und Oeffnen des Schliessungskreises des primären Stromes sind auch hier die physiologischen Wirkungen des in der Inductionsspirale inducirten Stromes in gleicher Weise abgeändert, wie die unter gleichen Bedingungen in der magnetisirenden Spirale selbst inducirten Extraströme. Legt man die verschiedenen §. 687 beschriebenen Eisenkerne in die inducirende Spirale des Schlittenapparats von du Bois-Reymond (§. 545) ein, schiebt die Inductionsspirale über dieselbe und verbindet ihre Enden durch Handhaben mit dem Körper, so kann man beim Hindurchleiten eines Stromes durch den Apparat diese Erscheinungen studiren.

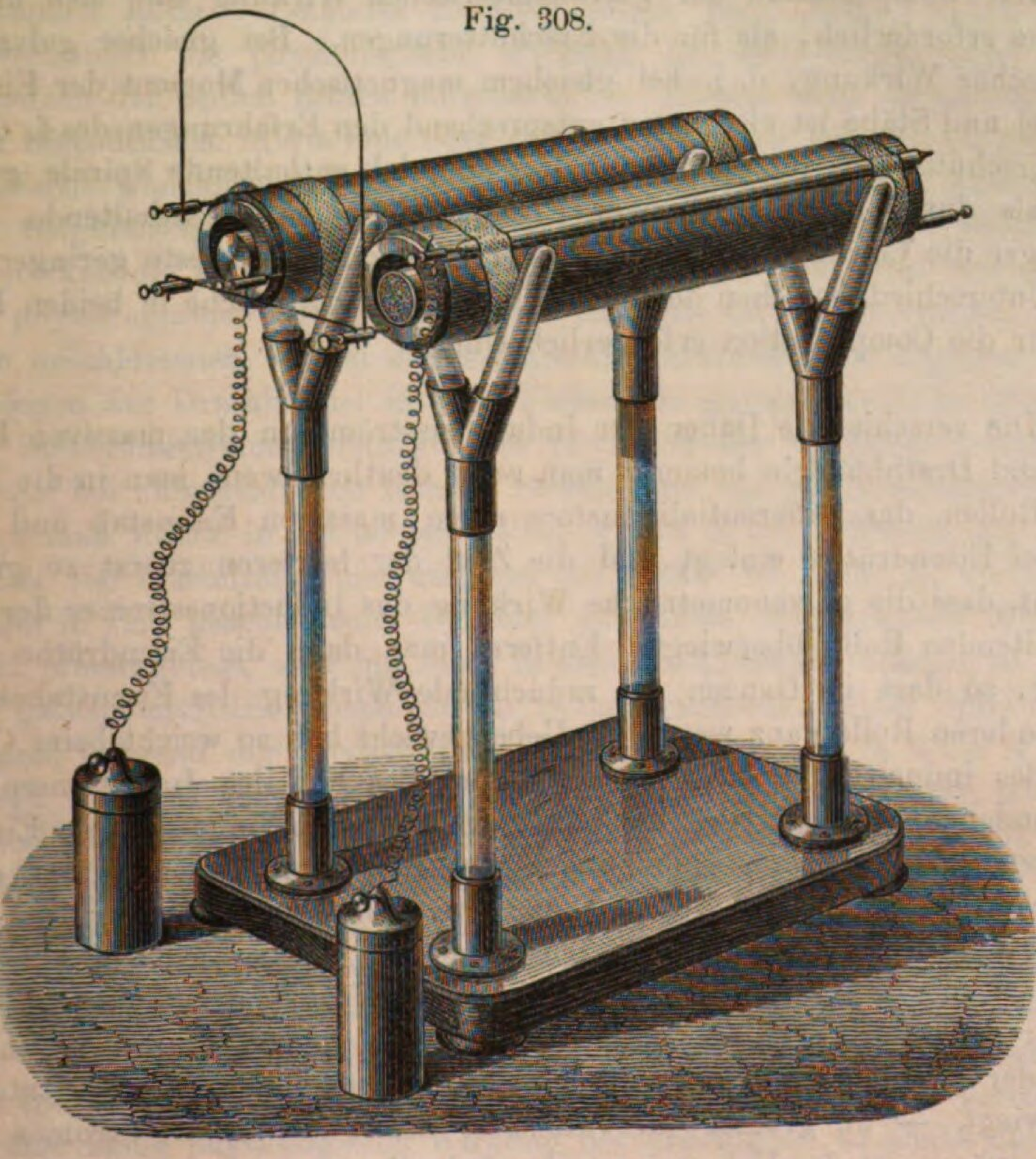
Wie wir schon oben bei dem Einschieben nicht magnetischer Metallmassen zwischen die aufeinander inducirend wirkenden Spiralen beobachteten, haben auch die Inductionsströme, welche in den in jene Spiralen eingeschobenen Eisenmassen inducirt werden und das Entstehen und Vergehen ihrer Magnetisirung verzögern, nur einen Einfluss auf die physiologischen (elektrodynamischen, thermischen u. s. f.) Wirkungen der Inductionsströme in der Inductionsspirale, nicht aber auf ihr galvanometrisches Verhalten, da bei endlichem Verschwinden des ganzen Magnetismus die Gesammtintensität der in der Spirale inducirten Ströme bei gleichem Moment der Eisenmassen unter verschiedenen Umständen sich gleich bleiben muss.

Dies hat Dove[1]) vermittelst eines sehr zweckmässigen Apparates,

[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. XLIX, S. 72. 1840.*

des Differentialinductors, bewiesen. Zwei nebeneinander liegende hohle Holzröhren von $18^1/_2$ Linien innerem Durchmesser, Fig. 308, wurden in ganz gleicher Weise jede mit 29 Windungen eines $2^1/_2$ Linien dicken lackirten Kupferdrathes umwunden. Sie wurden hintereinander in den Schliessungsdrath einer galvanischen Säule eingeschaltet. Auf diese beiden inducirenden Spiralen wurden gleiche Rollen aufgeschoben, welche aus je 400 Fuss von $^1/_2$ Linie dickem, mit Seide übersponnenem Drath gewickelt waren. Die einen Enden dieser Rollen wurden so verbunden, dass die beim Oeffnen oder Schliessen des inducirenden Stromes in ihnen erzeugten

Fig. 308.



Inductionsströme einander entgegenflossen. Die anderen Enden der Rollen wurden entweder durch Handhaben mit den Händen oder mit dem Galvanometer verbunden.

Es wurde nun in die eine Röhre ein Eisencylinder, ein Eisenrohr u. s. f. eingelegt, in die andere eine Anzahl Eisendräthe von 1^{mm} Dicke. Von diesen wurden so viele aus der zweiten Röhre allmälig entfernt, bis die entgegenlaufenden Inductionsströme in beiden Spiralen einmal am Galvanometer keine Ablenkung hervorbrachten; dann bis sie dem eingeschalteten menschlichen Körper keine Erschütterung ertheilten.

Auf diese Weise compensirten folgende Zahlen der Eisendräthe die eine oder andere Wirkung der in die eine Röhre des Apparates eingelegten Körper:

	Für das Galvanometer.	Für die Erschütterung.
Stab von Schmiedeeisen	über 110 Dräthe	 15
Graueisen aus dem Tiegelofen	92 „	 24
Weicher Stahl	91 „	 9
Weisses Eisen (Tiegelguss)	41 „	 10
Harter Stahl	28 „	 7

Zur Compensation der galvanometrischen Wirkung sind also mehr Dräthe erforderlich, als für die Erschütterungen. Bei gleicher galvanometrischer Wirkung, d. i. bei gleichem magnetischen Moment der Eisenbündel und Stäbe ist also, ganz entsprechend den Erfahrungen des §. 687, die Erschütterung durch die die Drathbündel enthaltende Spirale grösser, als durch die die massiven Eisen- und Stahlstäbe enthaltende. Je geringer die Continuität der Masse der Eisenkerne ist, desto geringer ist der Unterschied zwischen der Zahl der Eisendräthe, welche in beiden Fällen für die Compensation erforderlich sind.

693 Die verschiedene Dauer der Inductionsströme in den massiven Kernen und Drathbündeln bemerkt man recht deutlich, wenn man in die beiden Rollen des Differentialinductors einen massiven Eisenstab und ein Bündel Eisendräthe einlegt und die Zahl der letzteren zuerst so gross nimmt, dass die galvanometrische Wirkung des Inductionsstromes der sie enthaltenden Rolle überwiegt. Entfernt man dann die Eisendräthe allmälig, so dass im Ganzen die inducirende Wirkung des Eisenstabes in der anderen Rolle ganz wenig das Uebergewicht hat, so weicht beim Oeffnen des inducirenden Stromes die Nadel des mit den Inductionsrollen verbundenen Galvanometers doch erst ein wenig im Sinne des den Eisendräthen entsprechenden Inductionsstromes und dann erst nach der entgegengesetzten Seite aus. Es ist dies ein recht klarer Beweis, dass die in der Zeiteinheit bewegte Elektricitätsmenge, welche die Nadel ablenkt, Anfangs in der die Drathbündel enthaltenden Rolle bedeutender ist, als in der den massiven Kern enthaltenden Rolle, obgleich die in der ganzen Zeit der Induction in Bewegung gesetzte Elektricitätsmenge in letzterer überwiegt. — Je grösser die Intensität des inducirenden Stromes ist, desto grösser ist das Ueberwiegen des Inductionsstromes der Eisenbündel in den ersten Momenten. In diesem Fall übertrifft nämlich die Wirkung des Verschwindens des Magnetismus des massiven Eisenkernes die Wirkung desselben in den Drathbündeln erst, wenn schon die Nadel des Galvanometers in Folge der intensiveren Ströme ziemlich weit aus ihrer Ruhelage abgelenkt ist. Bei der geneigten Lage derselben gegen die Windungen des Multiplicators kann dann jene überwiegende Wirkung die Nadel nicht mehr nach der entgegengesetzten Seite ablenken. In Folge dieses secundären Umstandes müssen bei stärkeren Strömen zur

Compensation der galvanometrischen Wirkung eines Eisenkernes mehr Eisendräthe verwendet werden als bei schwächeren.

Analoge Erscheinungen ergeben sich, nach Dove, wenn gleich dicke und gleich lange Stücke von Flintenläufen, von denen das eine der Länge nach aufgeschnitten, das andere geschlossen ist, in die beiden Rollen des Differentialinductors eingelegt werden. Die galvanometrischen Wirkungen der Inductionsströme beider Rollen compensiren sich vollständig, und doch überwiegt die physiologische Wirkung der den aufgeschnittenen Lauf enthaltenden Rolle. Letzteres Resultat erhält man direct, indem man nacheinander die physiologische Wirkung des Inductionsschlages jeder einzelnen der beiden Rollen untersucht. — Ebenso wird durch Einlegen von Eisendräthen in die eine oder andere der beiden Röhren die galvanometrische Gleichheit der durch beide inducirten Ströme nicht gestört, da das magnetische Moment hierdurch kaum geändert wird. Wohl aber verstärken die Eisendräthe in dem aufgeschlitzten Rohr sehr viel stärker die physiologische Wirkung des durch dasselbe inducirten Stromes, als in dem geschlossenen. — Bei dünnen Eisenblechröhren wird dagegen durch Einlegen der Drathbündel in allen Fällen die galvanometrische Wirkung der Inductionsströme verstärkt; die physiologische Wirkung indess wiederum bei aufgeschlitzten Röhren bedeutender als bei geschlossenen. — Legt man ferner in die beiden Rollen A und B des Differentialinductors gleich viel Eisendräthe und umgiebt die Dräthe in Rolle B, sei es mit einem in sich geschlossenen Cylinder von nicht magnetischen Metallen, z. B. Messingblech, oder mit einer in sich geschlossenen Spirale, so bleibt die galvanometrische Gleichheit der Inductionsströme beider Spiralen bestehen, während der physiologische Effect des Stromes in Rolle A überwiegt. — Wird aber der Blechcylinder in Rolle B aufgeschlitzt, oder die denselben ersetzende Spirale geöffnet, oder besteht dieselbe aus zwei Drathlagen, welche an beiden Enden so verbunden sind, dass die in ihnen inducirten Ströme gegeneinanderlaufen und sich aufheben, so bleibt die physiologische Wirkung der Inductionsströme in beiden Rollen gleich. 694

Werden in die beiden primären Spiralen des Differentialinductors die beiden gleichen Schenkel eines weichen Hufeisens eingeschoben und die Inductionsspiralen so gestellt, dass ihre entgegengesetzt gerichteten Ströme keine physiologische Wirkung hervorbringen, so bleibt dies Verhältniss bestehen, wenn man zwischen die primäre und Inductionsspirale der einen Rolle eine der Länge nach aufgeschnittene, zwischen die Spiralen der anderen Rolle eine gleiche oder eine in sich geschlossene dünne Eisenblechröhre einschiebt. In beiden Fällen dienen die Blechröhren als Anker zu den Schenkeln des Magnetes und werden im entgegengesetzten Sinne wie diese magnetisirt. Beim Oeffnen des primären Stromes subtrahirt sich also ihre inducirende Wirkung von der der Schenkel des Hufeisens; indess überwiegt doch die Wirkung der letzteren, da ihre Magnetisirung bedeutender ist. Da sie auch im Verhältniss zu den Blechröhren

eine sehr bedeutende Masse besitzen, so kommen die Unterschiede, welche bei ihnen durch das Aufschlitzen der einen auftreten, weniger in Betracht [1]).

695 Ganz dieselben Resultate wie für die physiologischen Wirkungen ergeben sich, wenn man den Strom des Differentialinductors durch eine kleine Drathspirale leitet, in welche man Stahlnadeln einlegt. Ihre Magnetisirung findet immer im Sinne des Stromes der Rolle statt, deren Strom auch in physiologischer Beziehung überwiegt.

Dove (l. c.) verband z. B. die freien Enden der beiden entgegengesetzt verbundenen Spiralen seines Differentialinductors mit einem aus 200 Windungen von übersponnenem Kupferdrath bestehenden Multiplicator. Nachdem der Stromkreis des inducirenden Stromes geschlossen war, wurde in die eine Spirale ein Cylinder von weichem Eisen, in die andere ein Bündel von Eisendrath, in den Multiplicator eine dicke Nähnadel eingelegt. Beim Oeffnen der inducirenden Spiralen des Differentialinductors wurde die Nähnadel magnetisch. Um derselben hierbei den Magnetismus zu ertheilen, welchen sie durch die das Drathbündel enthaltende Spirale erhält, musste dasselbe aus wenigstens 70 Eisendräthen bestehen, während mehr als 110 Dräthe erforderlich waren, um die galvanometrische Gleichheit der in beiden Inductionsspiralen inducirten Ströme herzustellen. Dieselben Verhältnisse ergaben sich, als in die beiden Drathspiralen A und B gleich viel Eisendräthe eingelegt wurden, die Dräthe der einen Rolle B aber mit einem in sich geschlossenen Metallblech umgeben waren. Bei vollkommener Compensation der Wirkungen der Inductionsströme am Galvanometer überwog die magnetisirende Wirkung der Rolle A.

Anders verhält es sich, wenn man die Enden der Inductionsspiralen des Differentialinductors mit den Drathwindungen eines Elektromagnetes von weichem Eisen verbindet und die Richtung seiner Magnetisirung durch die Ablenkung einer ihm gegenübergestellten Magnetnadel bestimmt. Hat man die Rollen A und B des Inductors mit einem massiven Eisencylinder (in A) und Drathbündeln (in B) erfüllt, so dass beim Oeffnen des primären Stromes die Magnetisirung einer Stahlnadel durch den Inductionsstrom beider Rollen schon im Sinne des Stromes in Rolle B erfolgt, so wird doch der mit den Inductionsspiralen verbundene Elektromagnet im Sinne des Stromes in Rolle A magnetisirt.

Der Grund dieses verschiedenen Verhaltens des Stahles und Eisens kann folgender sein. Im ersten Moment nach dem Oeffnen überwiegt der schneller verlaufende, also in jedem einzelnen Zeittheil seiner Dauer intensivere Strom der Rolle B. Eine Stahlnadel erhält eine permanente Magnetisirung im Sinne dieses Stromes. Im späteren Verlauf der Inductionsströme ist der Strom von B schon erloschen, während der von A noch andauert. Doch ist seine Intensität dann nicht mehr gross genug, um den permanenten Magnetismus des Stahles umzukehren; er vermindert

1) Dove, Pogg. Ann. Bd. XLIII, S. 518. 1838.*

ihn nur. Beim Eisen wird indess die Magnetisirung leichter durch einen dem ursprünglich magnetisirenden Strom entgegengerichteten Strom umgekehrt, so dass dann die in den letzten Zeittheilen der ganzen Induction noch vorhandenen Antheile des Stromes von A die anfängliche Magnetisirung des weichen Hufeisens durch den Strom von B umkehren können.

Diese Untersuchung der magnetisirenden Wirkung der Ströme des 696
Differentialinductors bietet nach Dove[1]) ein bequemes Mittel dar, sehr geringe Spuren von Magnetismus in verschiedenen Metallen zu entdecken. Man legt in die eine Rolle A des Differentialinductors einen massiven Cylinder von dem zu untersuchenden Metall und lässt die andere Rolle B leer. Die Magnetisirung der Stahlnadeln erfolgt im Sinne des Inductionsstromes der Rolle B, da die Inductionsströme in A verzögert werden. — Vertheilt man den massiven Metallcylinder in immer dünnere Dräthe, so dass die Inductionsströme in denselben immer schwächer werden, und tritt endlich ein Punkt ein, bei dem die magnetisirende Wirkung des Stromes von Rolle A überwiegt, so verhält sich das Metall in derselben wie ein in sie eingelegter Eisendrath: es ist also magnetisch.

Dieses Verhalten ergab sich bei Kupfer, Zinn, Quecksilber (in Glasröhren), Antimon, Wismuth (schwach eisenhaltig), chemisch reinem Zink (schwach), Blei, Neusilber. — Es ist wahrscheinlich, dass alle diese Metalle geringe Beimengungen von Eisen enthielten.

Zugleich giebt auch der Differentialinductor eine Möglichkeit, das magnetische Moment verschiedener Substanzen zu vergleichen, indem man sie in die eine Rolle A desselben, in die andere Rolle B Eisendräthe einlegt, bis die entgegengesetzt gerichteten Inductionsströme beider Rollen die Nadel des Galvanometers nicht ablenken. Dann ist das Moment jener Substanzen dem der Drathbündel gleich. Auf diese Weise waren bei Anwendung verschiedener Kerne in Rolle A folgende Zahlen von Eisendräthen zur Compensation erforderlich:

	n
Röhre von doppeltem Eisenblech	170
Weicher Stahlcylinder	150
Quadratische Nickelstange ($4'''75$ in Quadrat)	10
Röhre von Nickel	4
Cylinder von Eisenscheiben mit zwischengelegtem Papier	4
Cylinder von Stahlscheiben mit zwischengelegtem Papier	2
Cylinder von Weissblechscheiben	1
Röhre von Neusilber	1
Cylinder von eisernen Bohrspähnen	1

[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. LIV, S. 333. 1841.*

Legt man in die Rollen *A* und *B* des Differentialinductors einen weichen Eisen- oder Stahlstab und einen harten Stahlstab ein, verbindet die Enden der Inductionsrollen einerseits mit einander, anderseits in entgegengesetztem Sinne mit einem Galvanometer, und schliesst den primären Strom, so schlägt die Nadel in Folge des Ueberwiegens der Inductionswirkung des Eisens im Sinne des Inductionsstromes in *A* aus, da Eisen und weicher Stahl mehr temporären Magnetismus annimmt als harter Stahl. Legt man aber nach dem Oeffnen den harten Stahlstab umgekehrt in die Rolle *B* ein, so überwiegt bei neuer Schliessung der Strom in *B*, da nun der Stab nicht nur sich von Neuem in entgegengesetztem Sinne temporär magnetisirt, sondern auch noch seinen früheren permanenten Magnetismus verloren hat, also die Gesammtänderung seines magnetischen Momentes jetzt bedeutender ist als beim weichen Eisen.

697 Was von der physiologischen und magnetisirenden Wirkung der mit verschiedenen Eisenkernen erfüllten Inductionsspiralen gesagt ist, gilt auch von der Funkenbildung. Selbst wenn beim Einlegen zweier Kerne in die beiden Spiralen des Differentialinductors die in beiden inducirten Ströme galvanometrisch ganz gleich sind, so zeigt sich doch, wenn man den primären Strom durch jede einzelne Rolle desselben leitet und sodann öffnet, der entstehende Oeffnungsfunke heller bei der Rolle, deren Inductionsspirale die grössere magnetisirende oder physiologische Wirkung ausübt.

Sehr deutlich lässt sich nach Poggendorff[1]) diese Wirkung der Extraströme auf die Funkenentladung bei verschiedenen Drathleitungen und Eisenkernen an einem Wagner'schen Hammer studiren, welchen man unter der evacuirten Glocke der Luftpumpe spielen lässt, indem man gleichzeitig in den Schliessungskreis der ihn erregenden Säule eine aus zwei nebeneinander gewickelten Drathlagen bestehende Spirale einfügt. Sind die beiden Drathlagen so verbunden, dass der Strom sie in entgegengesetzter Richtung durchfliesst, so entsteht in ihnen kein Extrastrom beim Oeffnen und Schliessen des Stromkreises durch den Wagner'schen Hammer; der Funken an der Unterbrechungsstelle des letzteren ist klein und unscheinbar. Durchfliesst der Strom die Drathlagen aber in gleicher Richtung, so wird der Funken sehr lebhaft, und zugleich überzieht blaues Glimmlicht den negativen Theil an der Unterbrechungsstelle. Diese Erscheinung zeigt sich namentlich sehr deutlich, wenn man ein volles oder hohles Drathbündel von Eisendräthen in die Spirale einschiebt, und besonders wenn dasselbe ziemlich viel länger ist als die Spirale, so dass der in ihm entwickelte Magnetismus sehr bedeutend ist. — Legt man statt des Drathbündels einen massiven Eisenstab in die Spirale, so vermindert sich dagegen die Lichterscheinung, da die in demselben inducirten Ströme auf die Spirale selbst inducirend zurückwirken, und so die Intensität der

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 159. 1855.*

in ihr erzeugten Extraströme in jedem einzelnen Moment mehr vermindert wird, als der in ihm erzeugte Magnetismus sie vermehrt. — In gleicher Weise vermindert eine um die Spirale gelegte zweite in sich geschlossene Spirale die Helligkeit der Funken, während dies nicht der Fall ist, wenn ihr Kreis an irgend einer Stelle unterbrochen ist.

Endlich ist auch, ganz analog den Erfahrungen des §. 674, die Wärmewirkung der Inductionsströme grösser, wenn die in die inducirenden Spiralen eingelegten Eisenkerne keine Bildung von Inductionsströmen in ihnen zulassen; also grösser beim Einlegen von Drathbündeln als beim Einlegen von hohlen Röhren u. s. f. [1]).

Die vorhergehenden Versuche haben auf indirectem Wege den Einfluss der Inductionsströme auf den zeitlichen Verlauf der Magnetisirung und Entmagnetisirung des Eisens dargethan. Mehr direct zeigen dagegen die folgenden Erfahrungen, wie die Verminderung der Intensität der Extraströme in den Eisenkernen oder den dieselben umgebenden Spiralen die Schnelligkeit der Aenderungen des Magnetismus bei Veränderung der Intensität des magnetisirenden Stromes vermehrt. 698

Bedient man sich eines Elementes von grosser Oberfläche, um einen Wagner'schen Hammerapparat oder den Zeichengeber eines Morse'schen Telegraphen zu bewegen, so kann man in derselben Zeit viel weniger Oscillationen des Hammers des ersteren, viel weniger Zeichen am zweiten erhalten, als bei Anwendung einer Anzahl hintereinander verbundener kleiner Elemente; selbst wenn in beiden Fällen die Intensität des Stromes während seines continuirlichen Verlaufes dieselbe ist [2]).

In gleicher Weise geht der Ton, den der sich bewegende Hammer des Wagner'schen Apparates in Folge seiner Oscillationen erzeugt, in die Höhe, wenn man statt den Strom eines Grove'schen Elementes, deren sechs hintereinander verbundene zur Bewegung des Hammers verwendet, dabei aber durch Einschaltung von Widerständen in den Schliessungskreis die Stromintensität constant erhält [3]).

Bei gleicher Intensität des magnetisirenden Stromes ist nämlich die elektromotorische Kraft des Extrastromes, welcher in der Magnetisirungsspirale des Magnetes erregt wird, der den Wagner'schen Hammer oder den Schreibstift des Morse'schen Telegraphen bewegt, beim Schliessen des Stromkreises zwar jedesmal dieselbe; da indess bei Anwendung mehrerer hintereinander geschlossener Elemente statt eines grossen Elementes der Widerstand der Schliessung grösser ist, so wird seine Intensität und die durch ihn bewirkte Schwächung des Hauptstromes geringer. Der Magnet wird also bei Anwendung einer vielpaarigen Säule ein gewisses, zur Bewegung des Schreibstiftes oder Hammers erforderliches Quantum von

[1]) Vergl. auch Wartmann, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. XIX, p. 257. 1847.* — [2]) Hipp, Mitth. der naturf. Gesellsch. in Bern. 1855. S. 190.* — [3]) Beetz, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 557. 1857.*

Magnetismus in kürzerer Zeit erreichen, als bei nur einem Element. — Der beim Oeffnen der Schliessung erzeugte Extrastrom kommt hier nicht in Betracht, da eben die Leitung bei seiner Ausbreitung unterbrochen ist.

Die verschiedene Verminderung der Intensität des magnetisirenden Stromes durch den Extrastrom zeigte Beetz auch durch einen messenden Versuch: Er leitete den Strom eines Grove'schen Elementes oder einer aus sechs solchen Elementen zusammengesetzten Säule durch eine kurze Spirale von 0,5^{mm} dickem Kupferdrath und schaltete in beiden Fällen in den Schliessungskreis stets einen solchen Widerstand ein, dass die an einem Spiegelgalvanometer gemessene Intensität des Stromes in demselben bei ununterbrochener Schliessung dieselbe war. Wurde nun der Strom oftmals durch ein durch ein Uhrwerk getriebenes Zahnrad (200 Mal in der Secunde) unterbrochen, so subtrahirte sich jedesmal der Extrastrom von dem magnetisirenden Strom, und die Intensität desselben ergab sich am Galvanometer (in Scalentheilen):

	1 Element.	6 Elemente.
Spirale ohne Eisenkern	6,2	7,5
„ mit Eisenkern	2,5	5,8

Bei Vermehrung der Zahl n der Unterbrechungen wächst der Einfluss der Extraströme, so dass Beetz dann folgende Ablenkungen am Galvanometer erhielt:

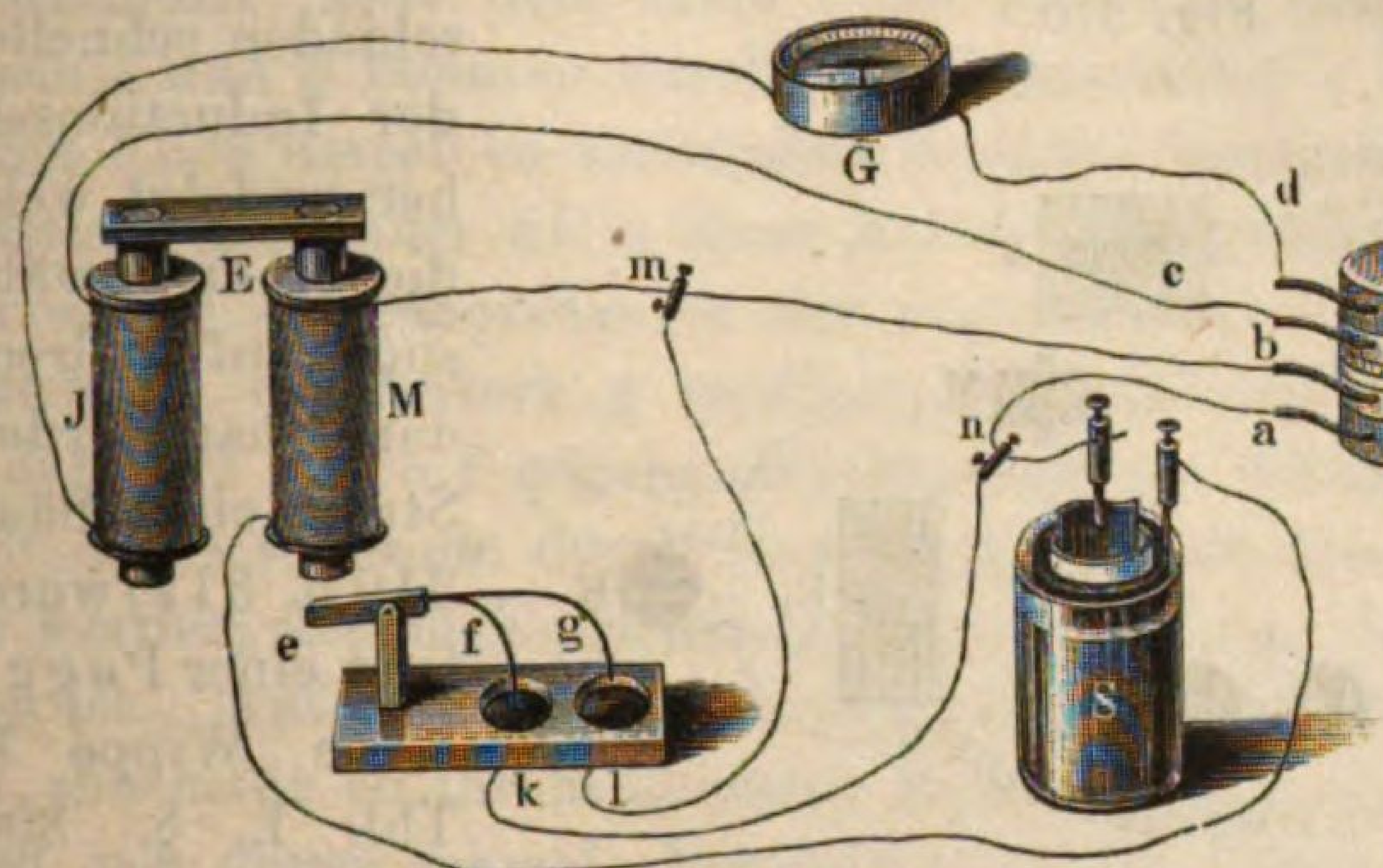
	1 Element.		6 Elemente.	
	$n = 170$	$n = 250$	$n = 170$	$n = 250$
Spirale mit Eisenkern	1,2	0,5	2,6	2,4
„ ohne Eisenkern	2,5	2	3,4	3

699 Eine genauere Untersuchung der Zeit, welche der Magnetismus eines Elektromagnetes bei verschieden langen Schliessungskreisen braucht, um bis zu einer gewissen Grösse anzusteigen, ist von Beetz l. c. vorgenommen worden.

Die Schenkel eines Elektromagnetes E (Fig. 309) wurden mit zwei Drathspiralen bedeckt, von denen die eine M als Magnetisirungs-, die andere J als Inductionsspirale diente. Auf die Axe einer Centrifugalmaschine wurde nun ein aus zwei Elfenbeincylindern A und B bestehender Commutator gesteckt. Auf die Elfenbeincylinder waren oben und unten Messingplatten geschraubt, von denen schmale Fortsätze in die freie Elfenbeinfläche hineinragten. Eine an dem einen Theil A unterhalb angebrachte Gradtheilung, der ein Strich auf der oberen Seite von B entsprach, gestattete, die Cylinder um ein Bestimmtes gegeneinander zu drehen. Auf A und B schleiften je zwei Federn, a, b und c, d, von denen a und b den aus einem oder mehreren Elementen S und der Spirale M bestehenden Schliessungskreis, c und d den die Inductionsspirale J und das Galvanometer G enthaltenden Kreis schlossen, wenn sie gleichzeitig auf die Messingplatten und die von diesen ausgehenden Metallfortsätze auf den Elfenbeincylindern traten. Dreht man nun die Cylinder A und B, und verstellt sie so, dass

die Federn cd bei der Drehung von A und B um ein Bestimmtes später auf die Metallfortsätze von A treten, als die Federn a und b auf die Fortsätze von B, so wird der Stromkreis $JGdc$ etwas später geschlossen als der Kreis $SabM$, und der Ausschlag des Galvanometers giebt die Intensität des Inductionsstromes einige Zeit nach der Schliessung des primären Stromes während der Zeit an, dass Feder c auf dem Metallfortsatz von A schleift. — Damit indess beim Weiterdrehen nicht der Stromkreis durch Abgleiten der Feder b von dem Metallfortsatz von B wiederum geöffnet

Fig. 309.



werde, wodurch in J ein neuer Strom inducirt würde, bringt Beetz unter dem, die Spirale M tragenden Schenkel des Magnetes einen Hebel an, der einerseits den Eisenanker e, andererseits die Dräthe f und g trägt, von denen f beständig in Quecksilbernapf k taucht, g dicht über dem Quecksilber des Napfes l schwebt. k und l sind mit den Punkten m und n der Stromesleitung der Säule metallisch verbunden. Sobald nun beim Drehen des Cylinders B der Strom von S geschlossen wird, wird Anker e vom Magnet angezogen, g taucht in das Quecksilber in l ein, und der Stromkreis der Magnetisirungsspirale bleibt auch, wenn bei der weiteren Drehung des Commutators die Feder b wieder auf Elfenbein übertritt, auf der Bahn $MSnkfglmM$ geschlossen. — Kennt man die Anzahl Grade, um die Cylinder B gegen Cylinder A verstellt ist, so wie die Umdrehungsgeschwindigkeit der Cylinder, welche durch den Ton bestimmt wurde, den eine Feder gab, welche an dem Rand eines auf die Drehungsaxe aufgesetzten Zahnrades schleifte, so weiss man, um welche Zeit t der Inductionskreis später als der primäre, magnetisirende Kreis geschlossen ist. — Wurden nun in den Inductionskreis verschiedene Längen l von Drath (in Viertelstunden Telegraphendrath) eingeschaltet, so ergab sich die Intensität des Inductionsstromes:

t.	$l = 0$.	1.	2.	3.	10.
0 Sec.	32,5	8,1	5	2,2	0,6
0,0035	8,2	2,2	1,2	0,8	0,3
0,0069	4,0	0,8	0,7	0,6	0,2
0,0208	0,9	0,5	0,3	0,2	0,1

Je grösser also der Widerstand des inducirten Kreises ist, desto schneller erreicht die Intensität des Inductionsstromes einen bestimmten kleinen Werth. Bildet sich derselbe also als Extrastrom in der primären Schliessung selbst, so wird die Intensität des primären Stromes um so schneller bis zu einem gewissen Theil ihres Maximums anwachsen, je grösser der Widerstand seiner Schliessung ist.

700 Auch bei Anwendung verschiedener Eisenkerne hat Beetz durch quantitative Messungen den verschieden schnellen Verlauf der Inductionsströme näher verfolgt, welcher durch die schon erwähnten Versuche auf indirectem Wege dargethan worden ist. Der Strom einer Säule S (Fig. 310 u. 311) wurde vermittelst einer Poggendorff'schen Wippe W (vergl. Thl. I. §. 306) durch einen Rheostat R_I geleitet

Fig. 310.

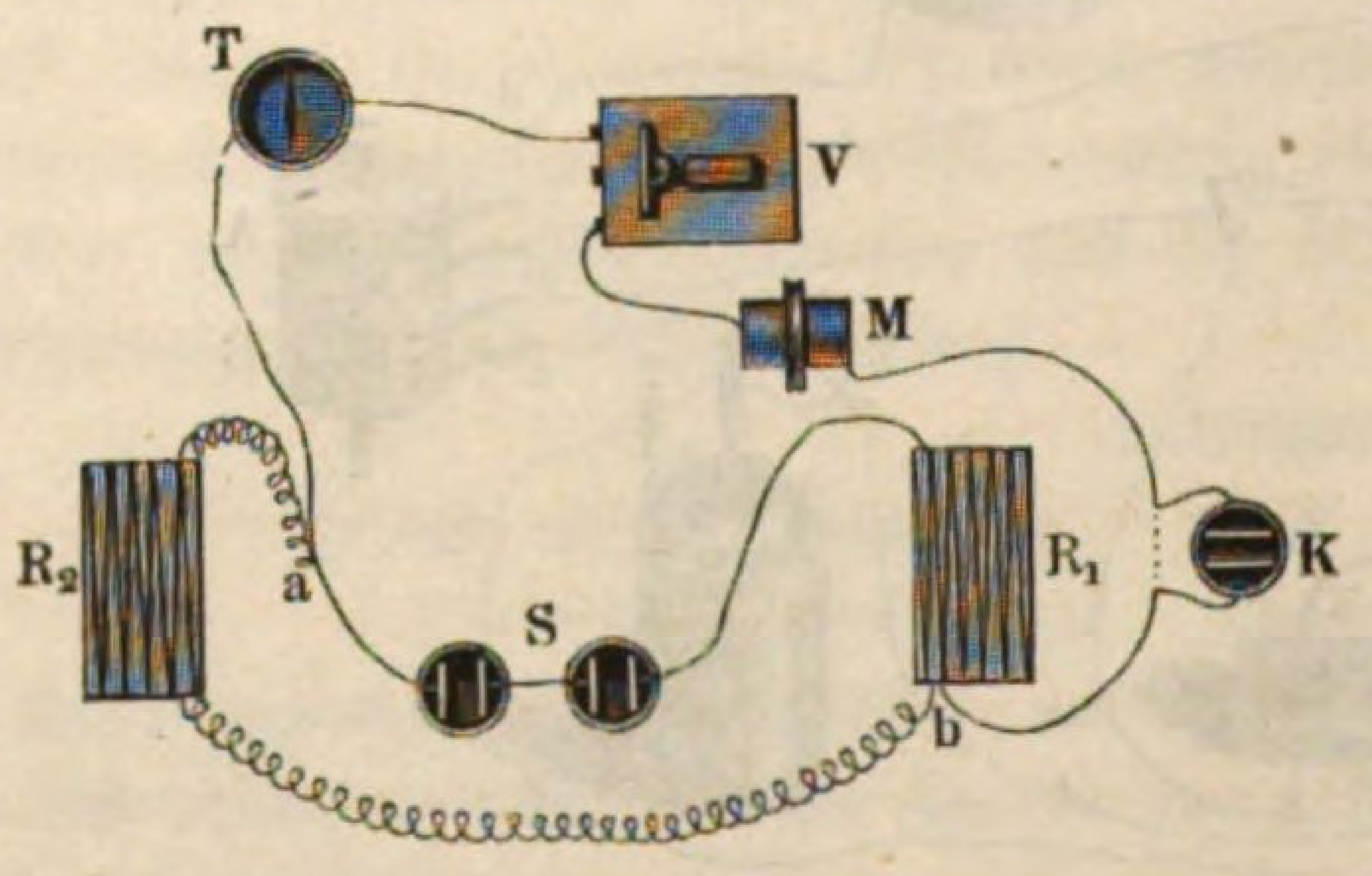
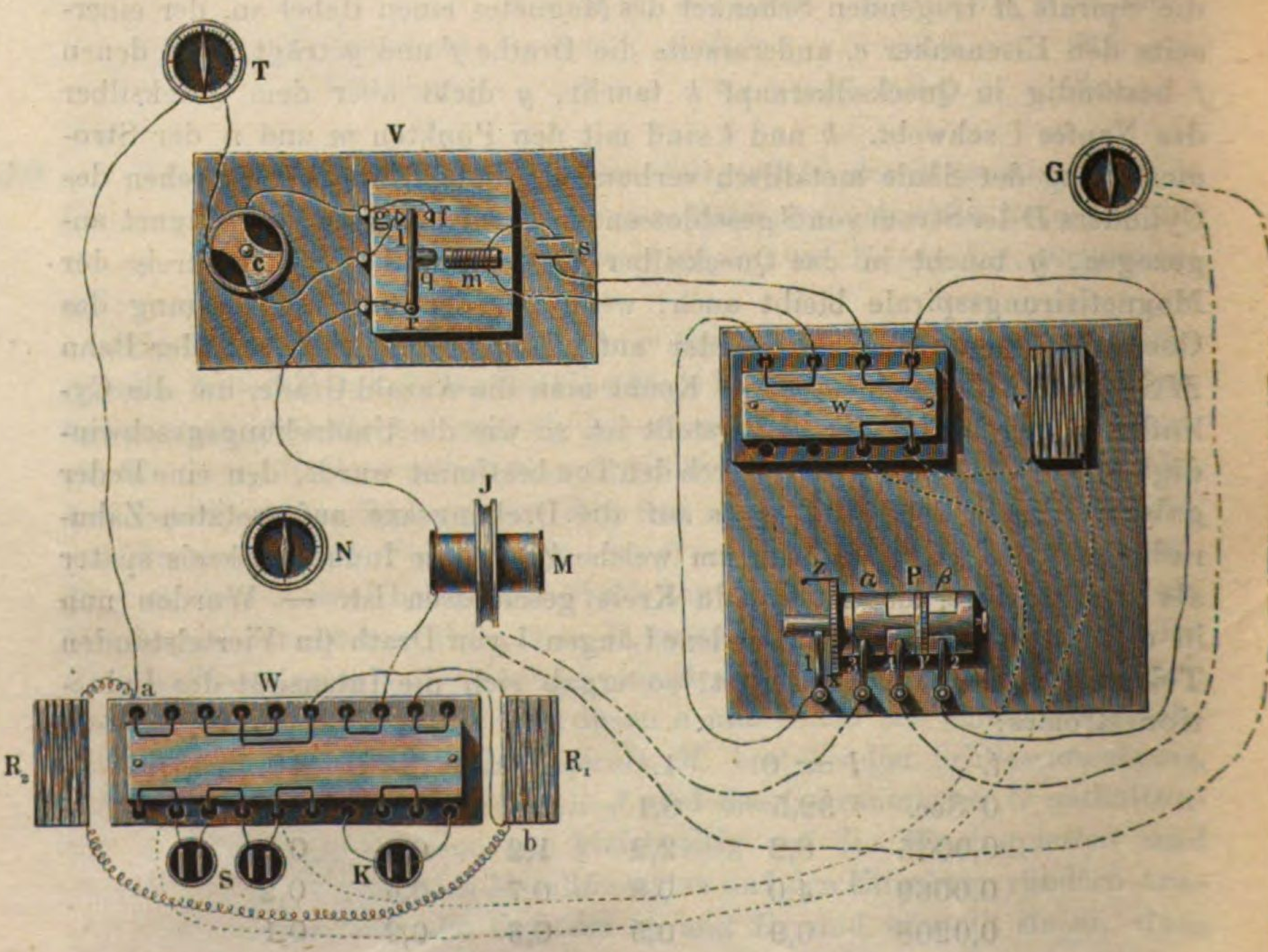


Fig. 311.



und theilte sich bei a und b in zwei Zweige[1]). Der eine derselben enthielt einen Rheostat R_2, der andere eine in der Ostwestrichtung liegende Magnetisirungsspirale M, die Tangentenboussole T und eine besondere Vorrichtung V, durch welche in einem bestimmten Augenblick der Strom unterbrochen werden konnte. Dieselbe bestand aus einem kleinen Elektromagnet m, welcher durch den Strom einer besonderen Säule s in jenem Augenblick erregt wurde und dann den Anker q anzog, welcher an der, um die Axe r drehbaren Metallfeder rl befestigt war. Die Axe r war mit dem einen Ende der, durch die Spirale M gehenden Leitung der Säule S verbunden; zwei dem Ende l der Feder rl gegenüber stehende Metallspitzen f und g konnten durch den Commutator c abwechselnd mit dem anderen Ende derselben verbunden werden. Geschah dies bei Spitze g, gegen welche die Feder rl in ihrer Ruhelage gegendrückte, so wurde bei der Erregung des Magnetes m der Stromkreis $SaTVMb$ der Säule durch Anziehung des Ankers q geöffnet; geschah dies bei der Spitze f, so wurde dabei rl gegen f gegengedrückt, und der Stromkreis geschlossen. — Die Säule s konnte durch eine Wippe w mit dem Commutator P verbunden werden, dessen Einrichtung ganz analog der des in §. 699 beschriebenen ist. Auf eine Metallaxe sind zwei Elfenbeincylinder α und β geschoben, die beide an ihrem äusseren Ende mit metallenen Ringen eingefasst sind, von denen schmale Fortsätze auf das Elfenbein übergreifen. Die Breite dieser Fortsätze betrug bei α 5^0, bei β 10^0. Der Metallring von β ist mit der Axe verbunden. Gegen diese so wie gegen β schleifen die Federn 1 und 2, gegen α die Federn 3 und 4. Die Federn 1 und 2 sind durch die Wippe w mit der Säule s verbunden. Die Federn 3 und 4 stellen die Verbindung einer schmalen, auf die Magnetisirungsspirale M aufgeschobenen Inductionsspirale I und des Spiegelgalvanometers G her, sobald Feder 4 auf den Metallfortsatz des Elfenbeincylinders α auftritt. Die den Commutator P tragende Axe wird vermittelst einer Centrifugalmaschine in Rotation versetzt, und ihre Geschwindigkeit durch den Ton der Feder z bestimmt, welche gegen das auf die Axe aufgesetzte Zahnrad x gegenschlägt.

Der Gang der Versuche war nun wesentlich folgender: Zuerst wurde durch Einstellung der Rheostaten R_1 und R_2 bewirkt, dass die an der Tangentenboussole T abgelesene Intensität I des magnetisirenden Stromes einen bestimmten Werth hatte. — Da sich aber beim Oeffnen und Schliessen des Stromes in der Spirale M ein Extrastrom bildet, der sich zu ihm addirt oder subtrahirt, so musste, damit die Intensität desselben stets jenem Strom proportional blieb, bei der Regulirung der Intensität I durch die Rheostaten R_1 und R_2 der Widerstand der Zweige aR_2b und aR_1b (Fig. 310) stets im entgegengesetzten Sinne gleichmässig geändert werden, damit der Gesammtwiderstand dieser nebeneinander vom Extrastrom durchflossenen Leiter unverändert blieb. — Um dies zu prüfen,

[1]) Beetz, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 497. 1858.*

wurden vor jedem Versuch vermittelst der Wippe (sie wird so umgeschlagen, dass ihre in der Figur oberhalb gezeichneten Haken in die unter ihnen befindlichen Löcher tauchen) die zwei Elemente der Säule S gegeneinander verbunden, dass ihr Strom sich aufhob, und in den Zweig $aTVMb$ ein besonderes Element K eingeschaltet. Der Ausschlag der Boussole T musste dann in allen Fällen constant sein. So lange die Säule S nicht durch den Apparat V geschlossen war, wurde sie vermittelst der zweiten Wippe w mit dem Drath v verbunden, dessen Widerstand dem ihrer nachherigen Schliessung nahezu gleich war. Dadurch wurden die durch die Polarisation verursachten Schwankungen ihrer elektromotorischen Kraft vermieden.

Es wurden nun die beiden Hälften α und β des Commutators P um einen an der Theilung genau messbaren Winkel gegeneinander gedreht und ihm eine bestimmte Drehungsgeschwindigkeit ertheilt.

Nun wurde durch Umschlagen der Wippe w die Verbindung von S mit v aufgehoben und die Schliessung des die Säule S enthaltenden Kreises durch Zurückschlagen der Wippe W (so dass die unterhalb gezeichneten Haken derselben in die unter ihnen befindlichen Löcher tauchen), hergestellt. Es wurde nun der Commutator P in Rotation versetzt. Dadurch wurde der die Säule s und die Magnetisirungsspirale des Elektromagnetes m enthaltende Schliessungskreis geschlossen, sobald Feder 2 auf den Metallfortsatz des Elfenbeincylinders β trat. Magnet m wurde erregt, er zog Anker q an und öffnete oder schloss je nach der Stellung des Commutators c den die Magnetisirungsspirale M durchfliessenden Strom der primären Säule S. Bei weiterer Drehung des Commutators P wurde dann auch die Inductionsspirale I durch die Federn 3 und 4 mit dem Galvanometer G verbunden. Die Zeit zwischen der Schliessung des Stromkreises der Säule s und der Spirale I ergab sich aus der Drehungsgeschwindigkeit von P und der Stellung der Elfenbeincylinder α und β. Sie wurde um je 0,00195 Secunden verlängert, wenn dieselben um 5^0 weiter gegeneinander verschoben wurden. — Da indess der Magnet m eine gewisse Zeit brauchte, um seinen Magnetismus so viel zu ändern, dass sich der Anker q bewegte und den Stromkreis der Säule s öffnete oder schloss, so musste diejenige Stellung der Scheiben α und β des Commutators P als Nullstellung betrachtet werden, bei welcher bei obigem Verfahren eben ein Inductionsstrom auftrat. — In Folge der Breite des Metallfortsatzes auf α vermittelten die Federn 3 und 4 den Durchgang des Inductionsstromes für etwa 0,00195 Secunden. Da der Fortsatz auf β breiter war, als der auf α, so konnte stets bewirkt werden, dass die Feder 2 auf den Fortsatz auf β eher auftrat oder später von demselben abglitt, als Feder 4 auf den Fortsatz auf α. Es konnte auf diese Weise mit Sicherheit verhütet werden, dass nicht etwa gleichzeitig ein in I erregter Schliessungs- und Oeffnungsinductionsstrom zum Galvanometer gelangte.

Die Versuche wurden erst angestellt, ohne dass in der Spirale M ein Eisenkern lag, sodann nach dem Einlegen eines solchen. Das jedes-

malige magnetische Moment der Spirale mit oder ohne Eisenkern wurde durch die Ablenkung einer ihrem Ende gegenübergestellten Magnetnadel *N* bestimmt.

Als Eisenkerne wurden benutzt:

1) ein massiver Eisencylinder;

2) ein Bündel von 1000 ausgeglühten Eisendräthen;

3) und 4) ein ganzer und ein der Länge nach aufgeschlitzter Flintenlauf;

5) ein Papierrohr, gefüllt mit Eisenfeilen, welche durch Glühen und Schütteln mit einer Harzlösung mit einer isolirenden Schicht überzogen waren;

6) ein Papierrohr, gefüllt mit runden Eisenblechscheiben. — Alle diese Kerne hatten 14,5 Centimeter Länge und 24 Millimeter Durchmesser;

7) und 8) Eisenstäbe von 14,5 Centimeter Länge und respective 12 oder 2 Millimeter Durchmesser;

9) Eisenstäbe von 29 Centimeter Länge und 24 Millimeter Durchmesser;

10) Eisendrathbündel, 7 Centimeter lang, 24 Millimeter dick.

Ausser den in den einzelnen Zeiten nach dem Schliessen oder Oeffnen des primären Stromes in Spirale *I* inducirten „Partialströmen" wurde dann auch der totale inducirte Strom oder „Integralstrom" gemessen, welcher erhalten wurde, während die Federn beständig auf den Metallstücken des nunmehr ruhenden Commutators *P* auflagen und der magnetisirende Strom geöffnet oder geschlossen wurde. Bei der Vergleichung der verschiedenen Eisenkerne wurde die Intensität des magnetisirenden Stromes so gewählt, dass diese Integralströme möglichst gleich waren, die Kerne also gleiche magnetische Momente nach längerer Schliessung erhielten. Die Differenz der in den einzelnen Zeiten bei den Versuchsreihen inducirten Partialströme mit und ohne Einlage des Eisenkernes in die Magnetisirungsspirale geben ein Maass für die Veränderung des Magnetismus der Eisenkerne in diesen Zeiten. Beim Schliessen des magnetisirenden Stromes entspricht also ihre von Anfang der Magnetisirung bis zu einem bestimmten Zeitpunkt gezählte Summe dem magnetischen Moment des Eisenkernes zu demselben Zeitpunkt; beim Oeffnen des Stromes entspricht die Differenz des beim völligen Verschwinden des Magnetismus inducirten Integralstromes und der Summe der vom Zeitpunkt des Oeffnens an bis zu einer anderen Zeit gezählten Partialströme dem magnetischen Moment in jener Zeit. Es ergaben sich folgende Resultate:

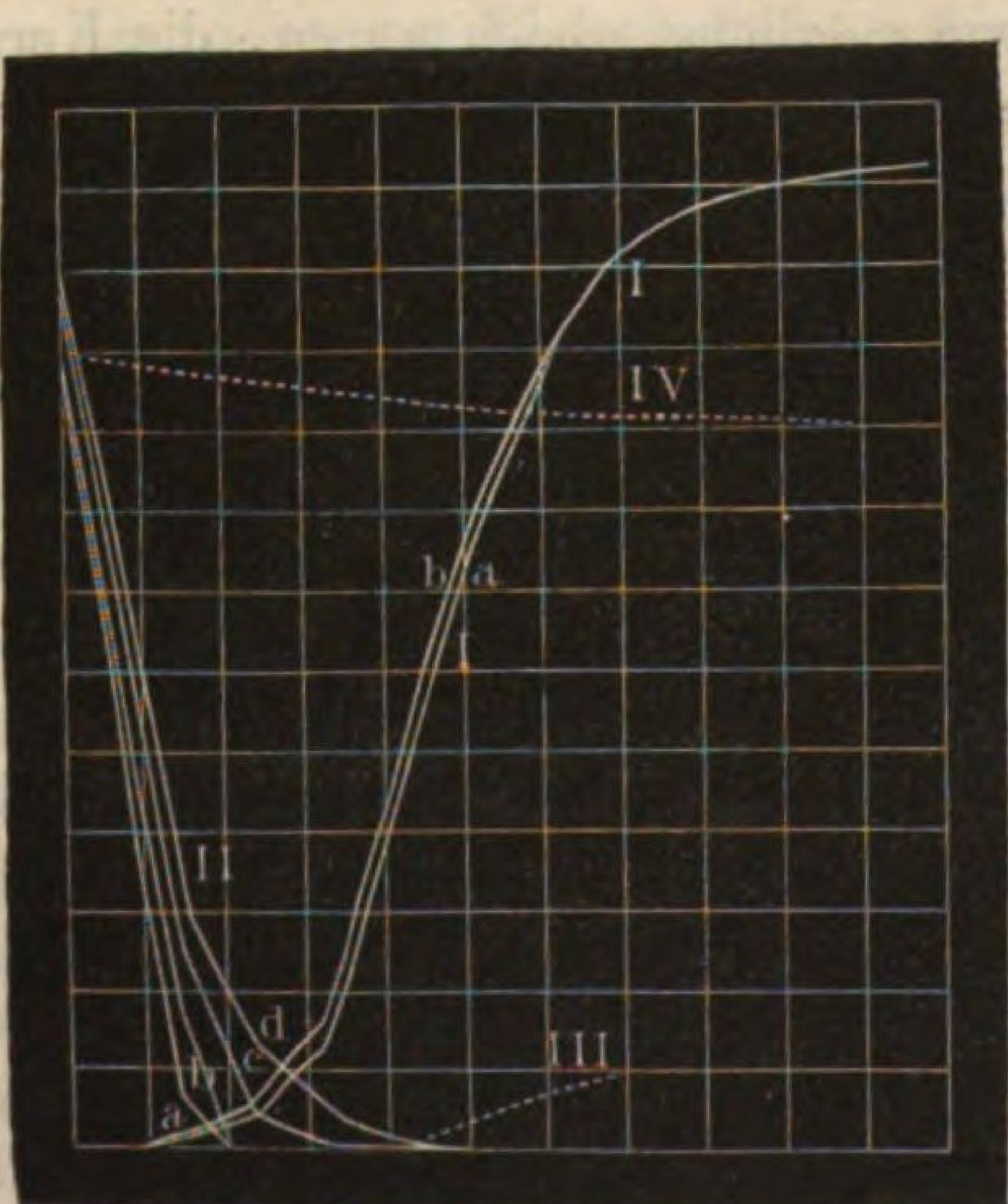
1) Der ohne Einlegen eines Eisenkernes in die Spirale *M* in der umgebenden Inductionsspirale bei der Oeffnung des primären Stromes erhaltene Inductionsstrom dauert unmessbar kurze Zeit, wie dies schon Helmholtz (§. 667) gefunden. Derselbe zeigt gleiche Intensität, mag die Feder 4 auf dem unter ihr befindlichen Metallfortsatz nach dem Oeffnen des primären Stromes 1^0 oder 5^0 durchlaufen.

2) Der beim Schliessen inducirte Strom steigt in 10 bis 12 Tausendstel Secunden bis zu einem Maximum an und fällt dann, namentlich bei einer längeren Spirale mit vielen Windungen langsam ab. — Der beim Oeffnen oder Schliessen erhaltene Integralstrom ist indess unter gleichen Umständen in beiden Fällen gleich, wie auch die Versuche von Edlund (§. 589) und Rijke (§. 671) für die Extraströme ergeben (vgl. §. 664).

3) Legt man einen Eisenkern in die Spirale, welcher ganz in sie hineinpasst, so ist das Ansteigen der bei der Schliessung inducirten Partialströme und des Magnetismus der Kerne fast dasselbe bei Anwendung verschiedener Eisenkerne. Die Curven I *a* und *b*, Fig. 312, stellen auf diese Weise den Magnetismus eines massiven Eisenkernes und Drathbündels dar. Die Abscissen bezeichnen die Zeiten von Anfang der Schliessung an, die Ordinaten die am Ende derselben sich ergebenden magnetischen Momente der Eisenkerne. Es ist also der Verlauf des Ansteigens im Wesentlichen durch den in der Magnetisirungsspirale inducirten Gegenstrom, viel weniger durch die in der Masse der Eisenkerne selbst inducirten Ströme oder die zur magnetischen Einstellung ihrer Moleküle erforderliche Zeit bedingt.

4) Beim Oeffnen fällt der Magnetismus der Kerne verschieden schnell ab, ganz wie es auch Dove angegeben hat. — Drathbündel und Röhren voll Eisenfeilen verlieren fast augenblicklich, ein aufgeschlitzter Flintenlauf (*a*), in dessen Masse sich nur schwache Inductionsströme bilden können, ziemlich schnell, eine Papierröhre voll Blechscheiben (*b*) langsamer, und ein in sich geschlossener Flintenlauf (*c*) oder massive Eisenkerne (*d*) noch langsamer ihren Magnetismus. Die Curven II. *a* bis *d* Fig. 312 verzeichnen die magnetischen Momente dieser verschiedenen Kerne zu verschiedenen Zeiten nach Oeffnung des magnetisirenden Stromes.

Fig. 312.



5) Wurde die schmale Inductionsspirale *I* über verschiedene Stellen eines ganz in die Magnetisirungsspirale hineinpassenden, aus einzelnen Blechscheiben gebildeten Kernes geschoben, so war trotz des Mangels an Continuität im Kern die Zeit zum Entstehen des Magnetismus an der Mitte und am Ende gleich.

6) Befinden sich die Magnetisirungsspirale und Inductionsspirale auf verschiedenen Stellen des Eisenkernes, z. B. auf den beiden Schenkeln eines grossen Elektromagnetes, so vergehen nach dem Oeffnen

des magnetisirenden Stromes erst einige Momente, bis der entstehende Inductionsstrom das Verschwinden des Magnetismus im anderen Schenkel anzeigt; ebenso vergehen, wenn die Spiralen auf die beiden Enden eines 58^{Ctm} langen, 24^{mm} dicken Eisenstabes geschoben sind, wohl 8 Tausendstel Sekunden nach der Schliessung des magnetisirenden Stromes, ehe der Inductionsstrom anzeigt, dass auch das der Magnetisirungsspirale ferner liegende Ende des Stabes Magnetismus annimmt. Die Curven III und IV zeigen in diesen beiden Fällen das Verschwinden und Anwachsen des Magnetismus.

Es vergeht also eine gewisse Zeit, bis die an einer Stelle eines Stabes erzeugten Veränderungen des magnetischen Momentes seiner Theilchen auch auf andere, in der Richtung seiner Axe ferner liegende Theilchen desselben sich ausdehnen.

Dies tritt noch weit mehr hervor, wenn die Continuität der Eisenmasse in der Richtung ihrer magnetischen Axe gestört ist, wenn also z. B. die Magnetisirungsspirale auf ein Drathbündel geschoben ist, in welchem keine peripherischen Ströme inducirt werden, und welches fast augenblicklich beim Oeffnen des Stromes seinen Magnetismus verliert; die Inductionsspirale aber auf eine mit flachen Blechscheiben gefüllte Papierröhre geschoben ist, welche mit ihrer einen Endfläche gegen die Endfläche des Drathbündels gegengelegt ist. Hier vergeht eine bedeutende Zeit nach Schliessung des Stromes, ehe der Inductionsstrom die Magnetisirung der Bleche anzeigt. — Legt man gegen das Ende des, mit der Magnetisirungsspirale umgebenen Drathbündels aufgeschnittene oder ganze Flintenläufe oder auch Drathbündel, und schiebt auf sie die Inductionsspirale, so ist auch zum Verschwinden des Magnetismus nach dem Oeffnen des Stromkreises der Magnetisirungsspirale eine geraume Zeit erforderlich. Bei den vollen und aufgeschnittenen Flintenläufen sind die Inductionswirkungen gleich; ein Beweis, dass die peripherisch in der Eisenmasse inducirten Ströme keinen Einfluss auf die Erscheinung haben; bei dem Drathbündel, welches schwerer ist als die Flintenläufe, und in welchem mehr einzelne, nebeneinander liegende magnetisirte Moleküle nach Aufhebung des magnetisirenden Stromes aufeinander einwirken, verschwindet der Magnetismus schneller, so dass also die Vertheilung der Masse von wesentlichem Einfluss auf diese Erscheinung ist.

Nach diesen Resultaten können wir die Verzögerung der Magnetisi- 701
rung eines Eisenkernes in einer, ihn ganz bedeckenden Spirale fast ausschliesslich auf die in letzterer entstehenden Extraströme zurückführen. Bezeichnen wir die Intensität des den Eisenkern magnetisirenden Stromes mit i, seinen Magnetismus in jedem Moment mit y, so wird, indem derselbe in dem Zeitelement dt um dy zunimmt, in der den Kern umgebenden Spirale ein Inductionsstrom von der Intensität $-\alpha \frac{dy}{dt}$ inducirt, wo α eine Constante ist. Die Intensität des den Kern magnetisirenden

Stromes ist demnach jetzt $i - \alpha \dfrac{dy}{dt}$. Ist μ eine zweite Constante, so ist also:

$$y = \mu \left(i - \alpha \frac{dy}{dt}\right) \text{ oder } y = \mu i \left(1 - e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}\right).$$

Es nimmt also der Magnetismus nach dem Gesetz einer logarithmischen Curve zu. Wirkt der Eisenkern während der Zeit t auf eine Magnetnadel, deren Oscillationsdauer gegen t gross ist, so ist die gesammte auf sie wirkende ablenkende Kraft proportional

$$A = \int_0^t y\,dt = \mu i t - \mu^2 i \alpha \left(1 - e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}\right).$$

Wären keine Inductionsströme aufgetreten, so wäre die gesammte ablenkende Kraft proportional $\mu i t$ gewesen. Sie ist also bedeutend kleiner durch Einfluss der ersteren. Wird der magnetisirende Stromkreis geöffnet, nachdem der Magnetismus des Eisenkernes zu dem Werth $\mu i t$ angewachsen ist, so können nachher in ihm keine Extraströme entstehen. Nehmen wir an, im Eisenkerne selbst entständen keine Inductionsströme, wie z. B. bei Anwendung eines Bündels dünner Dräthe, so verschwände der Magnetismus plötzlich. Wird aber nach dem Oeffnen die Magnetisirungsspirale durch einen Drath geschlossen, so dass der neue Schliessungskreis denselben Widerstand wie früher hat, so würde bei der Abnahme des Magnetismus y in demselben ein Strom $\alpha \dfrac{dy}{dt}$ inducirt, der wiederum den Magnetismus $\alpha\mu \dfrac{dy}{dt}$ im Eisenkern erzeugte; so dass also $y = -\alpha\mu \dfrac{dy}{dt}$ wäre. Da nun für $t = 0$, $y = \mu i t$ ist, so folgt $y = \mu i e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}$, und der ganze Magnetismus während der Zeit t

$$B = \int_0^t y\,dt = \mu^2 i \alpha \left(1 - e^{-\frac{t}{\alpha\mu}}\right).$$

Würden also die beim Schliessen des inducirenden Stromes und beim Oeffnen desselben in der soeben angegebenen Weise erzeugten Magnetismen gemeinschaftlich während der Zeit t auf die Magnetnadel wirken, so wäre die Einwirkung proportional $A + B = \mu i t$, also ebenso gross, als wenn der magnetisirende Strom während der Zeit t mit der unveränderlichen Intensität i gewirkt hätte. — Die chemische Wirkung der Inductionsströme, welche durch das Ansteigen und Verschwinden des Magnetismus inducirt werden, ist proportional A und B, so dass für dieselbe die gleichen Betrachtungen gelten.

Man kann sich von den abgeleiteten Resultaten überzeugen, wenn man vor einem, in eine Drathspirale gelegten Eisenkern eine Magnetnadel

aufstellt, durch die Spirale einen Strom leitet und ihn oft durch einen Interruptor unterbricht. Die Ablenkung der Nadel würde ohne Einwirkung der Inductionsströme von der Drehungsgeschwindigkeit unabhängig sein; sie nimmt aber bei Zunahme derselben ab, wie auch Formel *A* ergiebt. Richtet man den Interruptor aber so ein, dass in dem Moment, wo die Metallfeder, welche die Verbindung der Magnetisirungsspirale mit der Säule vermittelt, von den Metalleinlagen des Interruptors abgleitet, auf dieselben eine zweite Feder tritt, welche die Magnetisirungsspirale mit einer neuen Schliessung verbindet, deren Widerstand gleich dem der Säule ist, so findet die Abnahme nicht statt. Dagegen ist hier wie im anderen Falle die Quantität der in der Säule zersetzten Stoffe in gleicher Weise vermindert, da auch hier der Oeffnungsextrastrom die Säule nicht durchfliesst. Indess darf doch die Drehung nicht allzu schnell erfolgen, denn sonst ist während der Zeit der ersten Verbindung der Inductionsspirale mit der Säule die Intensität des magnetisirenden Stromes und der durch ihn erzeugte Magnetismus noch nicht bis zum Maximum angewachsen, und die Wirkung fällt zu klein aus [1]).

Die hier behandelten Principien finden eine wichtige Anwendung bei 702
der Construction elektromagnetischer Bewegungsmaschinen und Chronoskope.

Aus den erwähnten Gründen muss man nämlich überall da, wo es sich um schnelle Erregung eines Elektromagnetes handelt, die Erzeugung intensiver Extraströme zu verhindern suchen. Man wird daher den Magnet mit einem langen dünnen Drath umwickeln und den Strom durch eine vielpaarige Säule erregen; man wird den Magnet durch ein Drathbündel ersetzen oder durch ein Eisenrohr, welches der Länge nach aufgeschlitzt ist. Solcher Magnete bedient man sich z. B. häufig bei der Construction elektromagnetischer Telegraphen.

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 514. 1852.* — Eine Reihe von Versuchen von Thalen (Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 125. 1861*), die Abhängigkeit der Dauer der Inductionsströme eines Ruhmkorff'schen Apparates von der Schnelligkeit der Unterbrechung des inducirenden Stromes nach Entfernung des Eisenkernes vermittelst der von Weber (§. 219) angegebenen Methode zu bestimmen, hat nur das qualitative Resultat gegeben, dass erstere Dauer mit der Schnelligkeit der Unterbrechung abnimmt. Es ist sehr schwierig, die Zeit zu bestimmen, während welcher letztere geschieht.

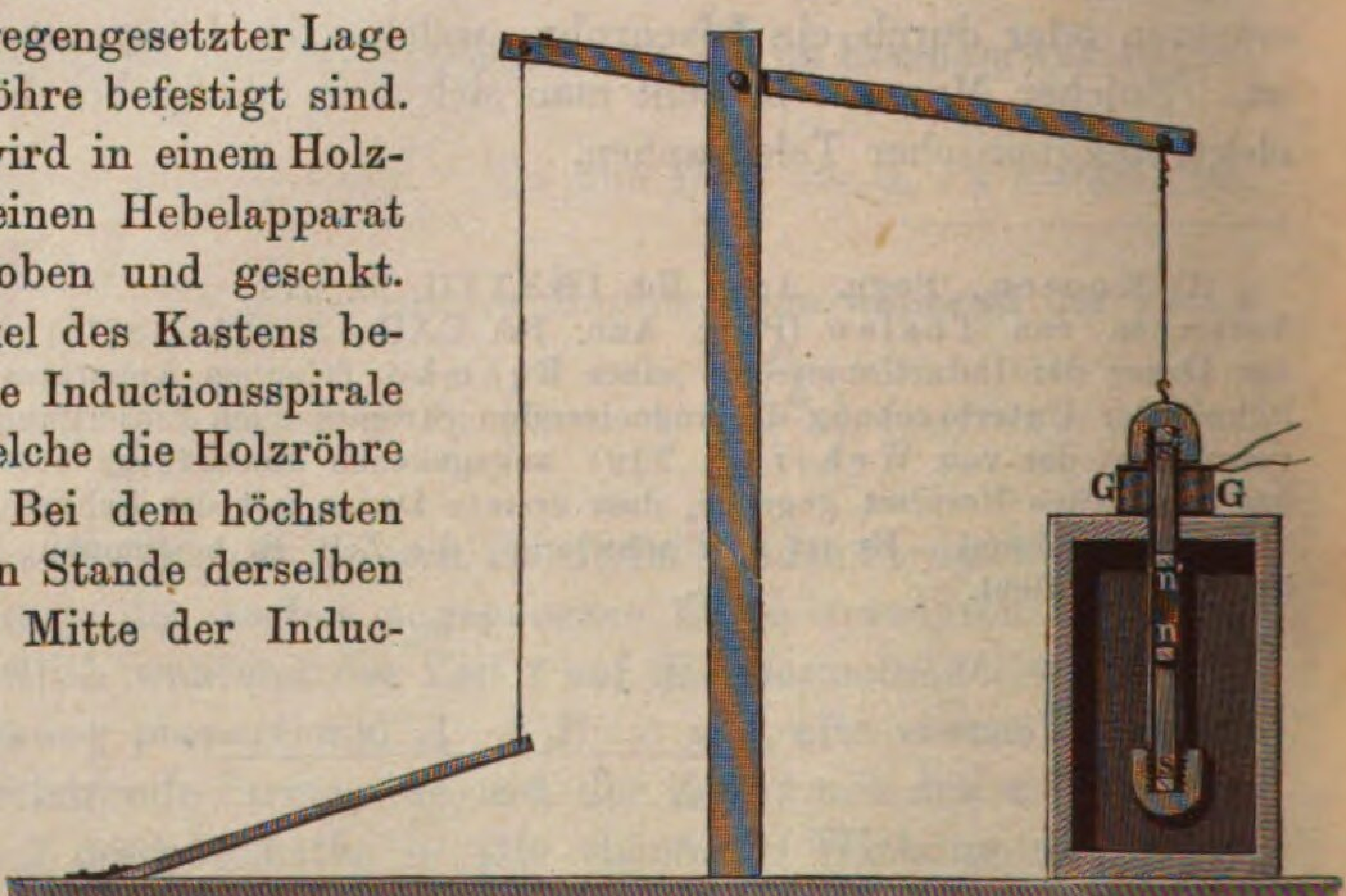
Viertes Capitel.

Magnetoelektrische und Elektromagnetische Inductionsapparate.

I. Magnetoelektrische Inductionsapparate.

703 In vielen Fällen, namentlich bei Widerstandsbestimmungen, ist es wünschenswerth, zu bestimmten Zeiten Ströme von ganz constanter Intensität verwenden zu können. Hierzu dienen sehr gut die magnetoelektrischen Ströme, welche zu dem angeführten Zwecke durch einen früher schon von Gauss und Weber [1]) angewandten und neuerdings von Weber [2]) verbesserten Inductor erhalten werden können. Der letztere Inductor besteht aus zweien cylindrischen Magnetstäben *ns* und *n's'*, Fig. 313, von 300mm Länge und 15mm Dicke, welche in einem Abstand von 150mm in entgegengesetzter Lage in einer Holzröhre befestigt sind. Diese Röhre wird in einem Holzkasten durch einen Hebelapparat mit Tritt gehoben und gesenkt. Auf dem Deckel des Kastens befindet sich eine Inductionsspirale *G G*, durch welche die Holzröhre hindurchgeht. Bei dem höchsten und niedrigsten Stande derselben entspricht die Mitte der Induc-

Fig. 313.



[1]) Gauss und Weber, Resultate des magn. Vereins 1838. S. 86.* — [2]) Weber, Elektrodyn. Maassbest. Thl. II, S. 335.*

tionsrolle der Mitte des untersten oder obersten Magnetes. Durch abwechselndes Heben der Röhre mittelst Auftretens auf den Tritt am Hebel und Niederlassen derselben kann man in bestimmten Momenten Inductionsströme von entgegengesetzter Richtung erhalten.

Man hat ferner vielfach versucht, durch Benutzung der Inductions- 704
wirkungen von Stahl- oder Elektromagneten auf Drathspiralen inducirte Ströme von bedeutender elektromotorischer Kraft hervorzurufen, welche theils zu wissenschaftlichen, theils zu praktischen Zwecken verwendet wurden. — Wir beschreiben zuerst die wichtigsten Apparate, bei denen durch Stahlmagnete inducirte Ströme erzeugt werden; die wichtigsten der sogenannten Magnetelektrisirmaschinen.

Die ältesten Maschinen dieser Art waren von Pixii[1]) construirt. Ein vertical mit seinen Schenkeln nach oben gestelltes Hufeisen von weichem Eisen diente als Anker. Seine Schenkel waren mit Drathspiralen umgeben. Ueber denselben rotirte ein hufeisenförmiger Stahlmagnet um eine verticale Axe, so dass seine Pole bei den Endflächen des Ankers vorbei rotirten. Die in den Spiralen bei der Rotation des Magnetes inducirten und abwechselnd gerichteten Ströme konnten vermittelst eines, durch die Maschine selbst bewegten Commutators in gleicher Richtung in den mit dem letzteren verbundenen Schliessungskreis eingeführt werden.

Mit dieser Maschine hat man Wasser zersetzt, so wie alle übrigen Wirkungen der galvanischen Ströme auch an den Inductionsströmen nachgewiesen[2]).

Später wurde diese Maschine abgeändert von Ritchie[3]), Saxton[4]), Clarke[5]), Petrina[6]), von Ettingshausen[7]) und Anderen. Bei allen diesen Einrichtungen hat man Anker, welche aus einem mit Drathspiralen umgebenen Hufeisen bestehen, vor dem ruhenden hufeisenförmigen Stahlmagnet rotiren lassen, und zwar in zwei verschiedenen Arten; einmal wie bei der Saxton'schen Maschine (Fig. 315 a. f. S.), um eine den Schenkeln des horizontal liegenden Magnetes parallele und zwischen ihnen liegende Axe, so dass die Endflächen der Schenkel des Ankers in einer gegen die Ebene der Schenkel des Magnetes senkrechten Ebene bei seinen Polen vorbeigingen; sodann, wie bei der Maschine von Ettingshausen, Clarke, Fig. 314, a. f. S. u. s. f. um eine gegen die Ebene der Schenkel des Magnetes verticale

[1]) Pixii, Ann. de Chim. et de Phys. T. L, p. 322. 1832*. Schon früher hatte Dal Negro, Phil. Mag. [3] Bd. I, S. 45. 1832*, eine solche Maschine construirt. — [2]) Hachette, ibid. T. LI, p. 72;* Ampère, ibid. p. 76. 1832;* Pogg. Ann. Bd. XXVII, S. 390 bis 398.* — [3]) Ritchie, Phil. Trans. 1833, pl. II, p. 320;* Pogg. Ann. Bd. XXXII, S. 539;* Phil. Mag. Vol. VIII, p. 455. 1836;* Pogg. Ann. Bd. XXXIX, S. 406.* — [4]) Saxton, Phil. Mag. Vol. IX, p. 360. 1836* (schon 1833 construirt); Pogg. Ann. Bd. XXXIX, S. 401.* — [5]) Clarke, Phil. Mag. Vol. IX, p. 262. 1836;* Pogg. Ann. Bd. XXXIX, S. 404.* — [6]) Petrina, Pogg. Ann. Bd. LXIV, S. 58. 1845;* und Magnetoelektrische Maschine etc. Linz 1844. — [7]) Ettingshausen, Gehler's Wörterb. Bd. IX, S. 122. 1838.*

Axe neben den Magnetpolen. Bei der Maschine von **Ettingshausen** waren ausserdem noch auf die Polenden des horizontal liegenden Magne-

Fig. 314.

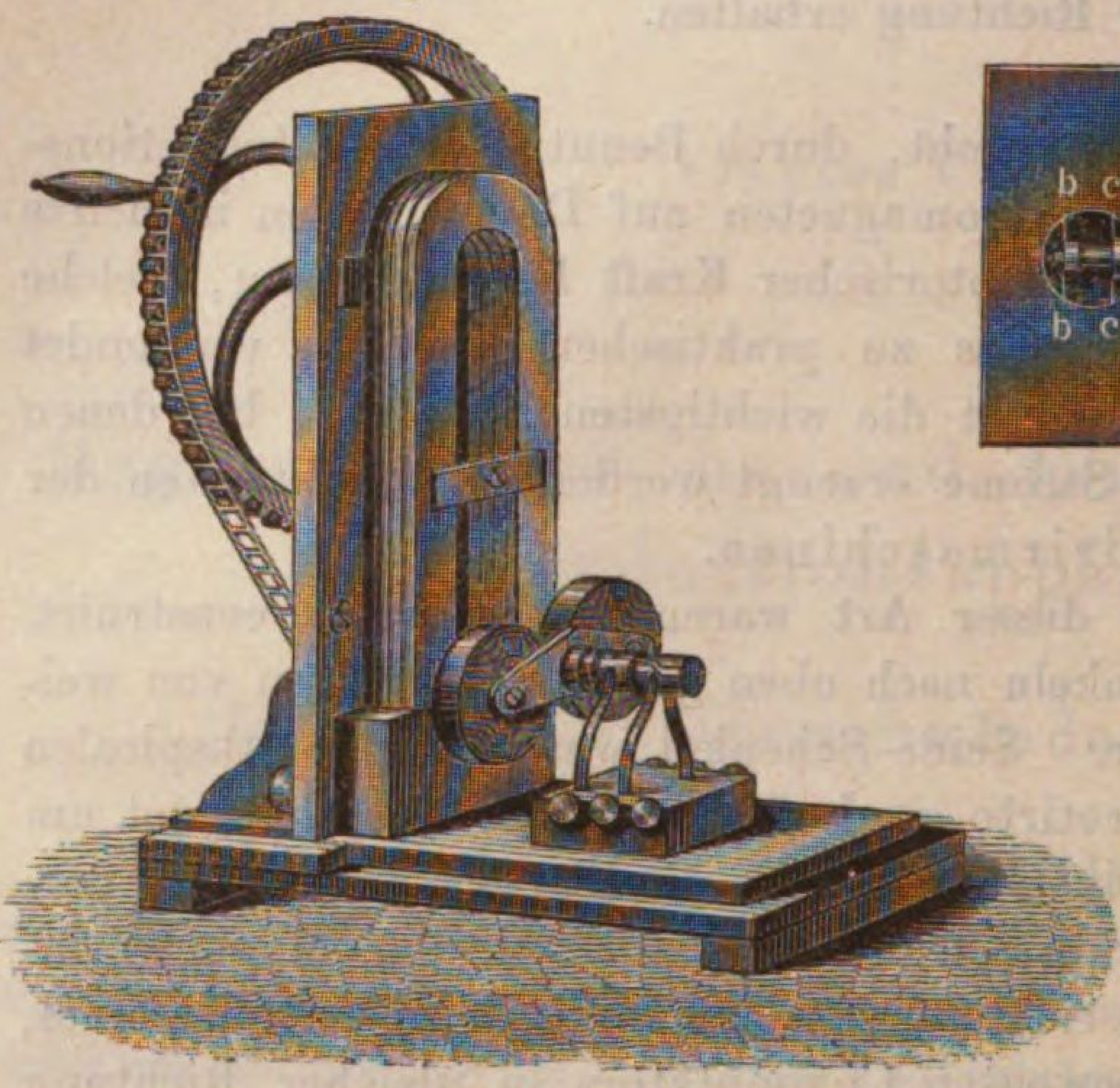
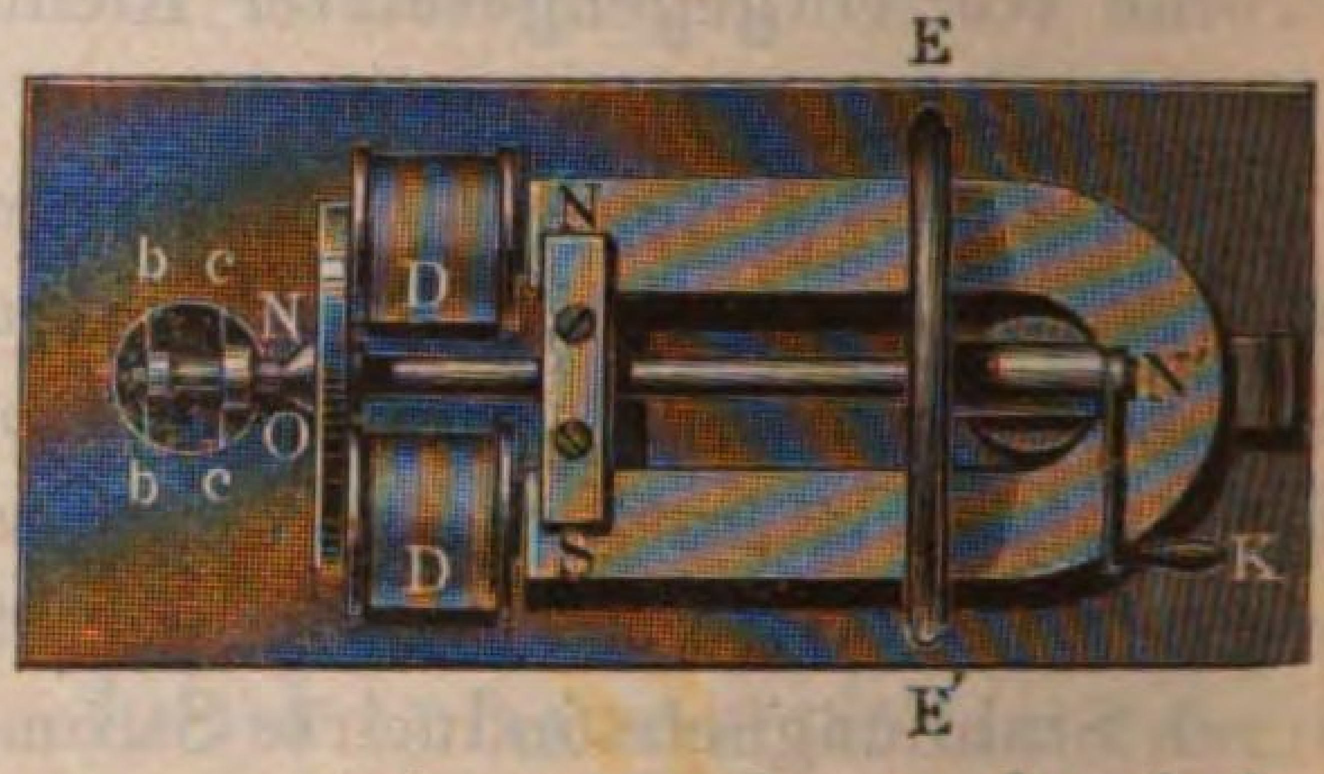


Fig. 315.

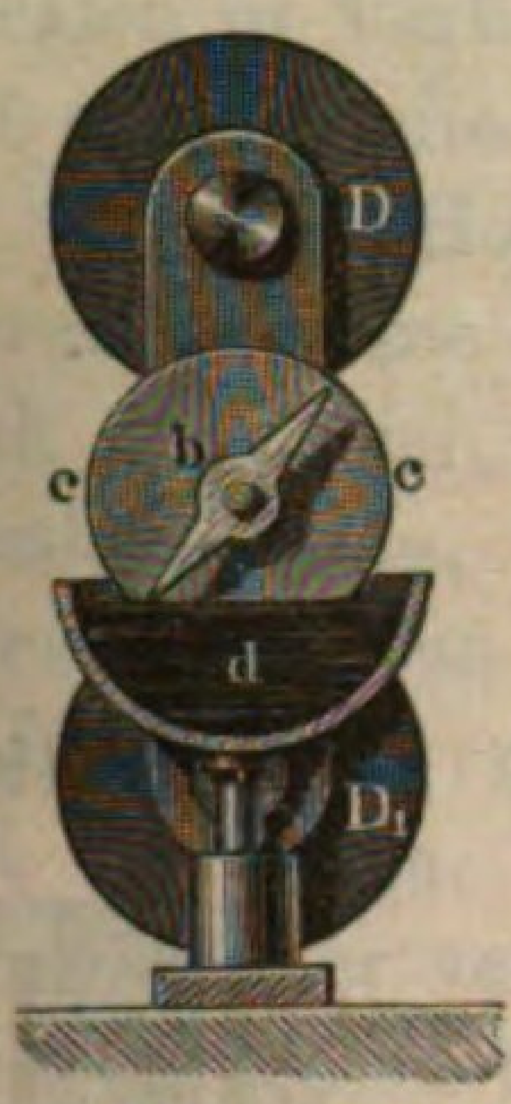


tes, unter denen der Anker um eine verticale Axe rotirte, einige hufeisenförmige magnetisirte Stahllamellen vertical aufgesetzt, um die Polarität der ersteren zu verstärken. — Bei der Maschine von **Saxton**, Fig. 315, waren die Enden der Inductionsspiralen *D* auf den Ankern mit zwei, auf die Rotationsaxe isolirt aufgesetzten Metallringen *b* und *c*, Fig. 316, verbunden, von denen der eine eine runde Metallplatte, der andere zwei diametral einander gegenüberstehende Spitzen trug. Der Rand der Metallplatte sowie die Enden der Spitzen tauchten in einen Quecksilbernapf. Bei der Rotation des Ankers vor den Magnetpolen ändert sich sein magnetisches Moment und dieser Aenderung proportional werden in den, den Anker umgebenden Inductionsspiralen *D* Ströme inducirt. Dieselben haben also nahezu die grösste elektromotorische Kraft, wenn sich der Anker in der Ebene der Schenkel des Magnetes befindet. Stellt man daher den Metallring *b* mit den Spitzen so, dass dieselben sich aus dem Quecksilber heben, während der Anker gerade durch jene Lage hindurchgeht, so erhält man einen lebhaften Oeffnungsfunken. Theilt man den Quecksilbernapf in zwei getrennte Abtheilungen, in welche die Scheibe *c* und die Spitzen *b*, eintauchen, und verbindet die Abtheilungen durch Handhaben mit den Händen, so erhält man beim Heraustreten der Spitzen aus dem Quecksilber eine Erschütterung, welche durch den, bei Unterbrechung des Inductionsstromes erzeugten Extrastrom hervorgerufen ist [1]). — Bei den übrigen Maschinen ist meist auf die Rotationsaxe des Ankers ein Cylinder von Holz, Horn oder Elfenbein aufgeschoben, welcher auf seiner Oberfläche mit Metalleinlagen versehen ist, die mit den Enden der Inductionsspiralen verbunden

[1]) Eine Einrichtung, um bei dieser Maschine gleichgerichtete Ströme zu erhalten, s. Poggendorff. Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 391. 1838.*

sind. Gegen diese Einlagen schleifen bei der Drehung des Ankers Metallfedern, welche die Fortleitung der Inductionsströme in der einen oder anderen Weise vermitteln.

Fig. 316.



Bei diesen Maschinen ist die elektromotorische Kraft des Stromes, welcher in den den Anker umgebenden Spiralen inducirt wird, um so grösser, je grösser in der Zeiteinheit die Aenderung des Magnetismus des Ankers bei der Rotation desselben ist. — Bei den Maschinen, bei welchen der Anker, wie bei der Saxton'schen Maschine, vor den Magnetpolen rotirt, dürfte es deshalb zweckmässig sein, die den Polflächen des Magnetes gegenüberliegenden Polflächen der Anker den ersteren etwa gleich zu machen, da dann der Anker nur einen Augenblick das Maximum des in ihm durch den Magnet erzeugten Magnetismus erlangt. — Die Maschinen, bei denen der Anker über oder unter den Magnetpolen rotirt, haben dagegen den Nachtheil, dass der Magnetismus der Anker auf ihrem ganzen Wege über der Fläche der Schenkel des Magnetes nur langsam wechselt und die Anker auch nur verhältnissmässig schwachen magnetisirenden Kräften ausgesetzt sind. Es findet also hierbei nur eine schwache Induction statt, die nur in den Momenten bedeutender wird, in denen die Eisencylinder der Anker von dem einen Schenkel zum anderen übergehen. Es werden die Maschinen in diesen Momenten bedeutendere physiologische Wirkungen äussern, als die anderen Maschinen, bei denen der Anker vor den Polen rotirt, und eine so plötzliche Aenderung der Magnetisirung nicht eintritt. — Je näher die Schenkel aneinander liegen, desto kürzer ist dieser Moment des Ueberganges, desto grösser die in demselben inducirte elektromotorische Kraft [1]).

Wir begnügen uns mit der genaueren Beschreibung der jetzt sehr 705
allgemein angewendeten Stöhrer'schen Magnetelektrisirmaschine, die indess an Zweckmässigkeit der Einrichtung noch durch die von Oertling nach Angabe von Dove construirte Maschine übertroffen werden dürfte. Wir werden deshalb weiter unten auch die Einrichtung dieser Maschine kurz andeuten.

1. Stöhrer's Maschine, Fig. 317, 318, 319 u. 320, a. f. S. Vor den Polen eines horizontal liegenden, aus mehreren Lamellen bestehenden, hufeisenförmigen Stahlmagnetes wird ein Anker durch einen Trieb, welcher auf seine in eisernen Spitzen laufende Axe aufgesetzt ist, vermittelst eines Schwungrades und eines Schnurlaufes in Rotation versetzt. Der Anker RR' des Magnetes besteht aus zwei cylinderförmigen, am besten ausgehöhlten und an der Seite aufgeschlitzten Eisenstäben, welche man zweckmässig durch Bündel von dünnem Eisendrath ersetzen kann. Diese Stäbe sind fest auf die Eisenplatte AA aufgeschraubt, die wiederum an der Rotationsaxe be-

[1]) Vgl. auch Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 524. 1849.*

festigt ist. Die Enden der letzteren laufen in Lagern, die sich durch

Fig. 318.

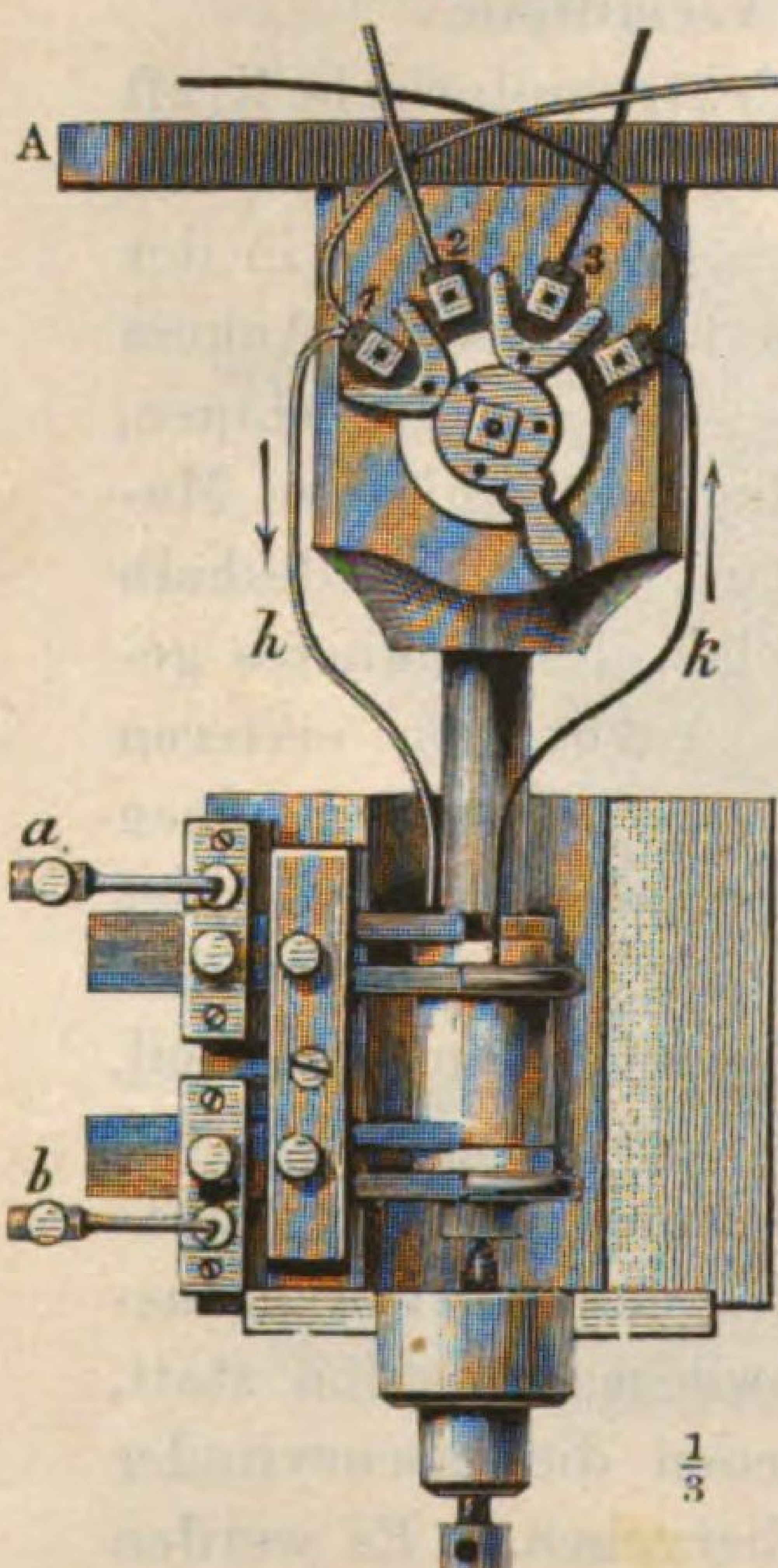


Fig. 317.

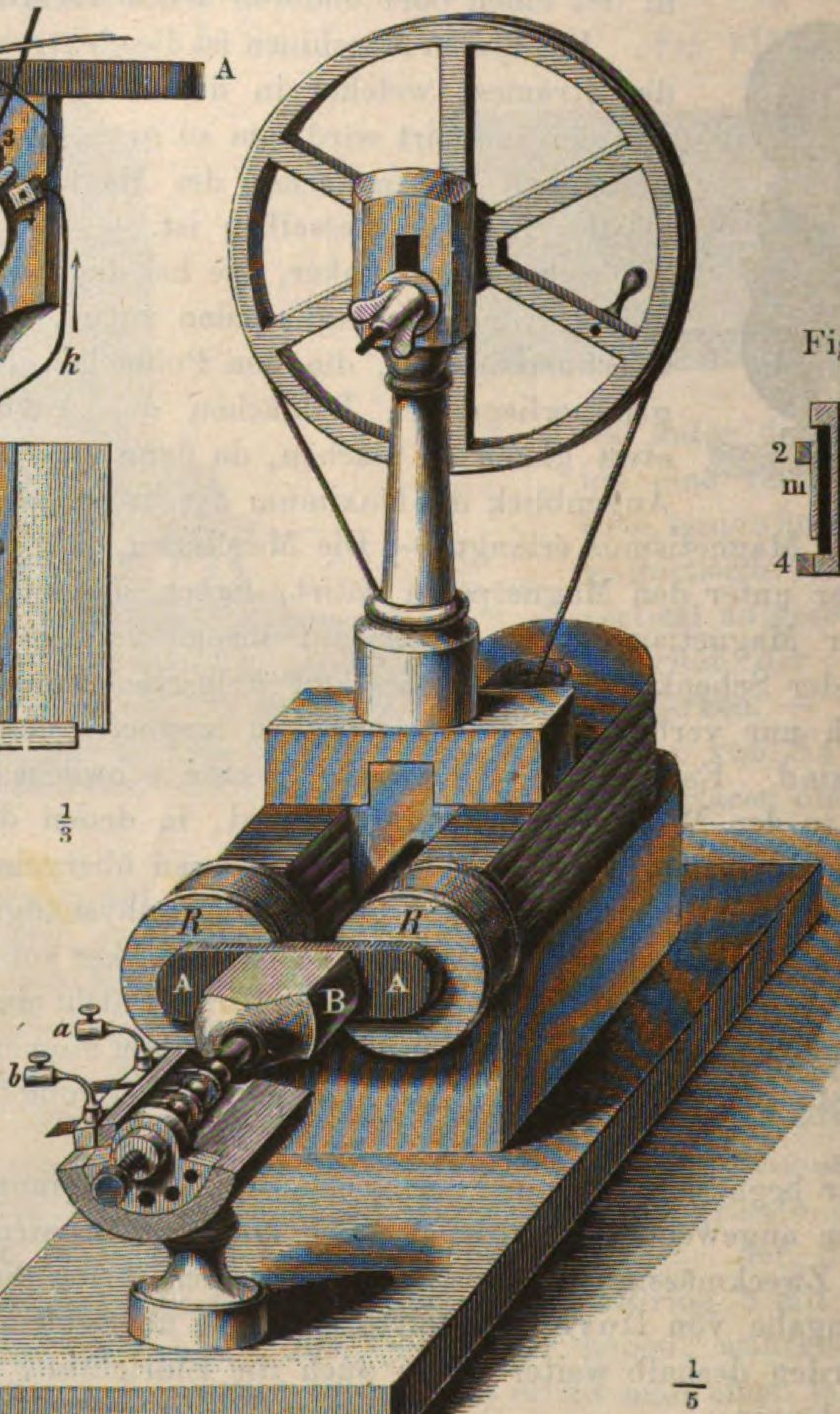
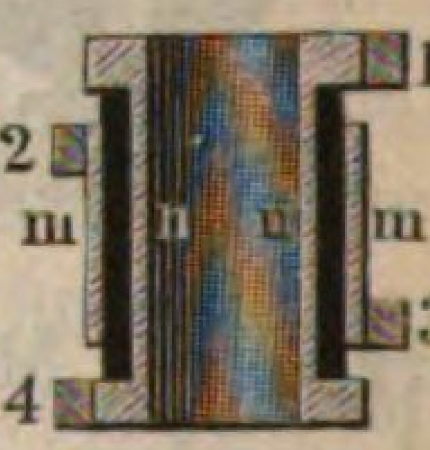
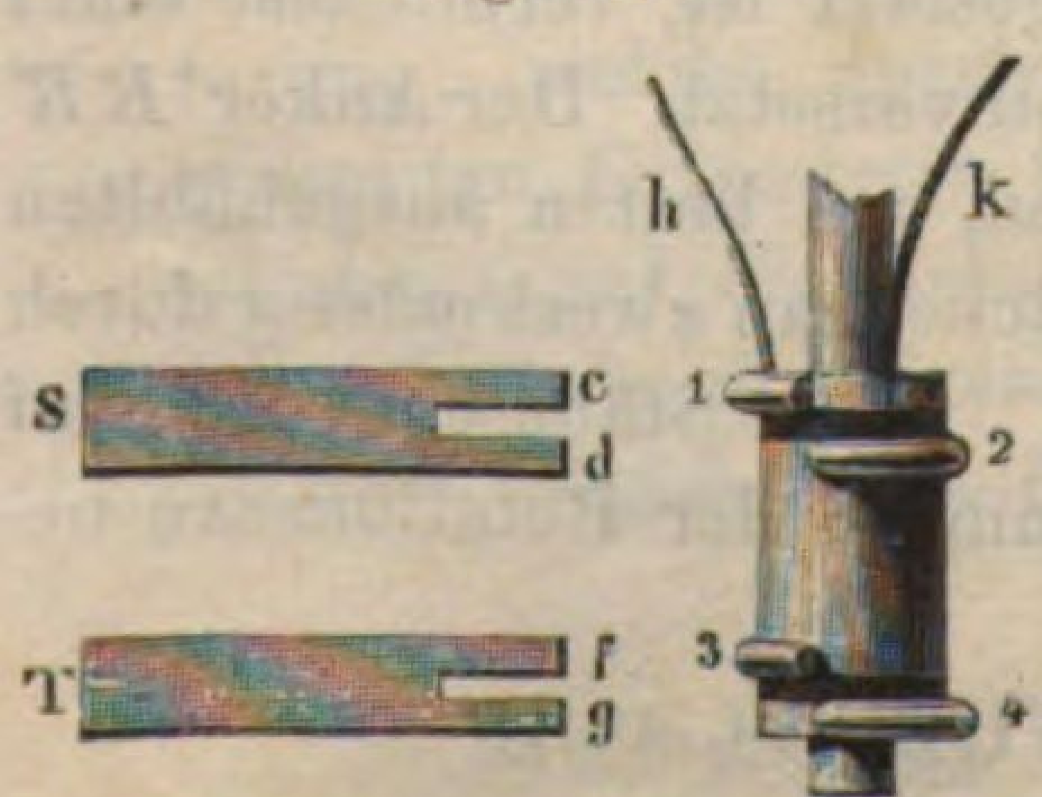


Fig. 319.



Schrauben verstellen lassen, so dass man den Anker den Endflächen des

Fig. 320.



Magnetes beliebig nähern oder von denselben entfernen kann. Auf die Eisencylinder sind die Inductionsspiralen aufgesetzt, welche aus übersponnenem Kupferdrath gewickelt sind. Die Enden derselben (1, 2, 3, 4, Fig. 318) sind mit vier Kupferplättchen verbunden, welche auf ein, auf die Rotationsaxe aufgesetztes flaches Stück Holz *B* aufgeschraubt sind, und zwar so, dass die Plättchen 1 und 2

mit den einen, bei der Drehung des Ankers gleichartig elektrisirten, die Plättchen 3 und 4 mit den entgegengesetzt elektrisirten Enden der beiden Spiralen in Verbindung stehen, so dass also die Enden der einen Spirale in 1 und 3, die der anderen in 2 und 4 enden.

Auf dem Holzstück ist nun ein „Pachytrop" angebracht, durch den man die Ströme der Spiralen beliebig weiter leiten kann. Auf dem Holzstück dreht sich nämlich vor den Plättchen 1 bis 4 an einem Hebel eine Elfenbeinplatte, welche zwei gabelförmige Stücke Kupfer trägt. Diese schleifen auf den Plättchen und können je nach der Stellung des Hebels die Plättchen 1 und 2, 3 und 4 oder auch nur 2 und 3 miteinander leitend verbinden. Im ersteren Fall sind die Drathrollen auf dem Anker nebeneinander verbunden; im zweiten hintereinander.

Die in den beiden Spiralen auf dem Anker inducirten Ströme haben in jedem Augenblick der Drehung entgegengesetzte Richtung, da der eine Strom durch die Annäherung oder Entfernung des Ankers an den Nordpol, der andere durch den Südpol des Magnetes inducirt ist. Durch den Pachytrop werden deshalb die nicht einander entsprechenden Enden der Inductionsspiralen miteinander verbunden, damit jene Inductionsströme sich nicht aufheben. Von den Plättchen 1 und 4 führen nun zwei Dräthe k und h zu einem, auf die Rotationsaxe aufgesetzten Commutator (Fig. 319 und 320). Derselbe besteht aus zwei concentrischen und von einander isolirten Metallröhren m und n, welche auf die Rotationsaxe des Ankers isolirt aufgeschoben und mit den Dräthen k und h verbunden sind. Dieselben tragen halbkreisförmige, abgerundete, stählerne Wülste, von denen 1 und 4 auf die Walze n, 2 und 3 auf die Walze m gelöthet sind. Diese Wülste liegen einander gerade gegenüber. Gegen sie schleifen die gespaltenen Federn S und T, so dass ihre Enden c, d, f, g den Wülsten 1 bis 4 der Reihe nach entsprechen. Ist nun der Commutator so gestellt, dass beim Wechsel der Richtung der Inductionsströme in den Spiralen des rotirenden Ankers die Federn gerade von dem einen Wulst zu dem benachbarten übergehen, so bleibt in der zwischen denselben eingeschalteten Leitung die Stromesrichtung ungeändert [1]).

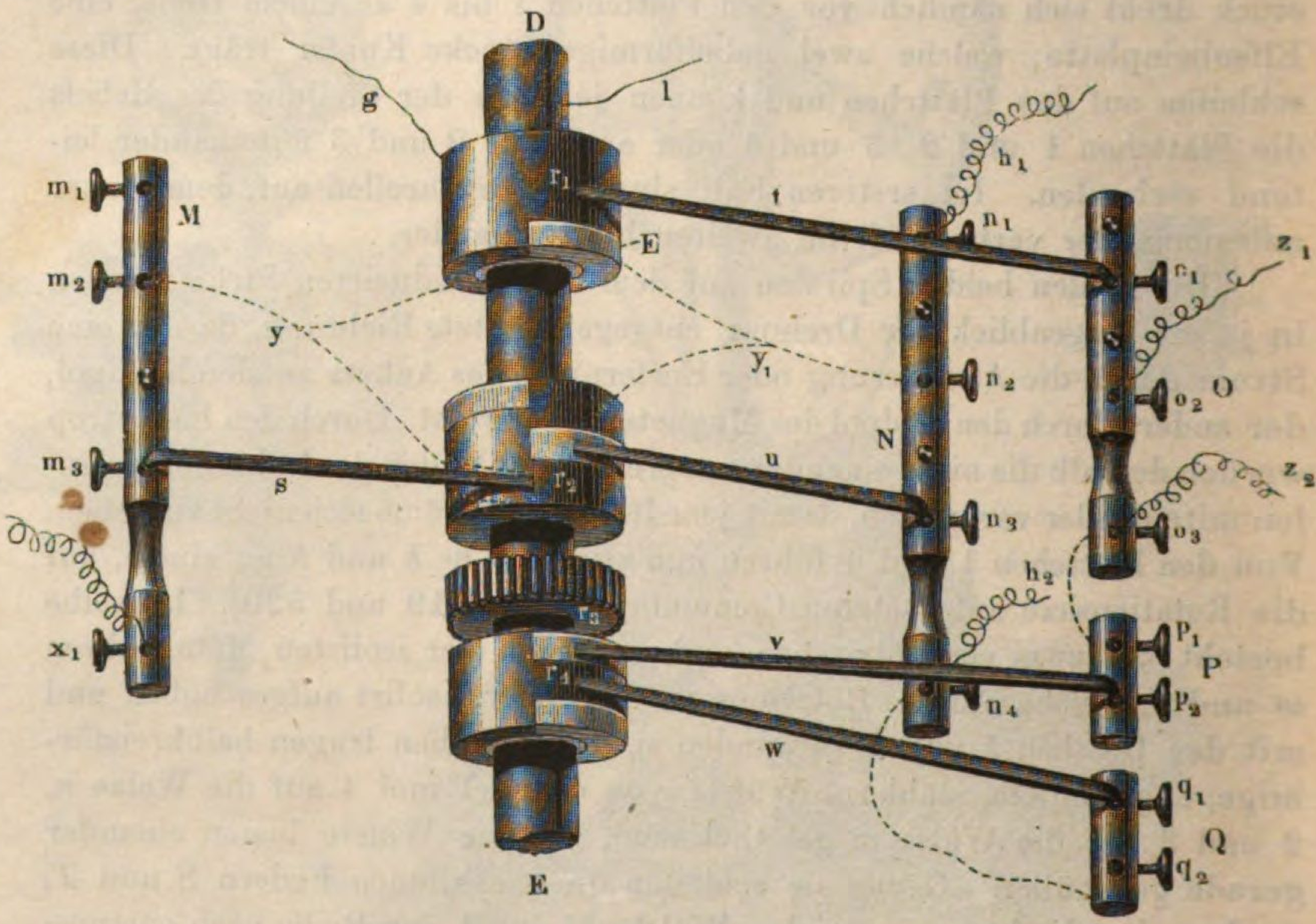
Die Maschine von Dove [2]) unterscheidet sich, abgesehen von einer 706
Aenderung des Pachytrops, namentlich durch besondere, sehr zweckmässige Einrichtungen des Commutators von der Maschine von Stöhrer. — Der eine vom Pachytrop kommende Leitungsdrath l (Fig. 321, a. f. S.) wird direct mit der metallenen Axe DE des Ankers selbst verbunden, der andere g mit einem auf dieselbe aufgesetzten metallenen, messingenen und vergoldeten Rade r_1, welches im Inneren mit Horn oder Elfenbein ausgelegt ist, so dass keine metallische Leitung zwischen demselben und der Axe stattfindet. Der

[1]) Einen ganz ähnlichen Commutator, dessen vorspringende Theile in Quecksilber tauchen, so wie einen anderen, bei welchem die alternirende Verbindung durch Federn vermittelt wird, ist schon früher (Pogg. Ann. Bd. XLV, S. 390. 1838*) angegeben worden. — [2]) Dove, Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 251 u. flgde. 1842.*

Rand des Rades ist an einer Stelle bis zu seiner halben Peripherie ausgeschnitten und daselbst durch eingelegtes Elfenbein ersetzt. (Letzteres ist in der Figur hell gezeichnet.)

Ausserdem sind auf die Axe noch drei metallene Räder $r_2\, r_3\, r_4$ aufgesetzt, von denen r_2 und r_3 direct mit der Axe metallisch verbunden sind,

Fig. 321.



r_4 aber durch eingelegtes Elfenbein von derselben getrennt ist. Die Räder sind, wie es die Figur zeigt, mit Elfenbein ausgelegt.

Parallel der Axe DE sind auf Glasfüssen fünf horizontale Messingstäbe $MNOPQ$ aufgestellt, so dass M etwas tiefer als die Axe, N ein wenig höher, O, P und Q noch höher liegen. In diese Stäbe sind Löcher $m_1\, m_2\, m_3\, n_1 \ldots$ eingebohrt, in die sich vermittelst seitlicher Schrauben Metallfedern, wie z. B. in der Figur die Federn *stuvw*, welche gegen die auf der Axe befindlichen Räder schleifen, so wie Leitungsdräthe, z. B. $x_1\, z_1\, z_2 \ldots$, einschrauben lassen.

Bei richtiger Stellung der Räder r und Federn kann man mit diesem Apparat eine Reihe von Versuchen anstellen:

1) Abwechselnd gerichtete Ströme. Lässt man wie in der Figur die in o_1 eingelegte Feder t auf der Walze r_1, s auf der Walze r_2 schleifen, so dass beide die Elfenbeineinlagen auf denselben nicht berühren, so erhält man in dem mit den Leitungsdräthen $x_1\, z_1$ verbundenen Schliessungskreise abwechselnd gerichtete Ströme, welche z. B. einen dünnen Platindrath zum Glühen bringen, das Phänomen der doppelsinnigen Ablenkung der Nadel des Galvanometers, das gleichzeitige Auftreten von

Wasserstoff und Sauerstoff an beiden Elektroden des Voltameters und bei schneller Drehung des Ankers der Maschine, also bei schneller Aufeinanderfolge der Ströme eine Abnahme dieser Zersetzung, also die Wiedervereinigung der beiden Gase zeigen u. s. f.

2) Gleichgerichtete Ströme. Man kann einmal nur die bei der Annäherung oder nur die bei der Entfernung des Ankers von den Magnetpolen inducirten Ströme in der zwischen z_1 und x_1 angebrachten Leitung erhalten, indem man z. B. die Feder t auf der Walze r_1 so schleifen lässt, dass sie bei der Rotation über die Einlage von Elfenbein hinüberschleift, welche die halbe Peripherie derselben umfasst, und Feder s ganz auf dem Metall der Walze r_2 laufen lässt; oder umgekehrt Feder s auf der die halbe Peripherie umfassenden Elfenbeineinlage der Walze r_2, Feder t ganz auf dem Metall von r_1. — Die Walzen r_1 und r_2 müssen so gestellt sein, dass bei der Umkehrung der Richtung der inducirten Ströme auch die Federn vom Metall auf das Elfenbein und umgekehrt übertreten. (Siehe weiter unten.) — Ferner kann man auch die Richtung der alternirenden Ströme so umkehren, dass alle gleichgerichtet werden. Dazu dienen die in die Löcher m_2 und n_2 eingelegten, gespaltenen (punktirt gezeichneten) Federn y, y_1, deren Enden auf den halb mit Elfenbein ausgelegten Rändern der Rollen r_1 und r_2 laufen. In einem, zwischen den Leitungsdräthen z_1 und x_1 eingeschalteten Körper sind dann die Inductionsströme alle gleichgerichtet, wenn die Räder r_1 und r_2 richtig gestellt sind. Man kann die Wasserzersetzung, Ablenkung der Magnetnadel u. s. f. mit diesen Strömen zeigen.

3) Häufig unterbrochene Ströme. Man lässt die Feder t auf r_1, u auf r_3 schleifen, und verbindet die Dräthe h_2 und z_2 durch Handhaben mit dem Körper. Dann erhält man Erschütterungen, deren Zu- und Abnahme bei jeder Drehung des Ankers die verschieden schnelle Aenderung des Magnetismus desselben und die dieser entsprechende verschiedene Intensität der Inductionsströme nachweist.

4) Extraströme, sowohl beim Entstehen als auch beim Vergehen des primären Inductionsstromes. Zwischen die Dräthe h_1 und z_1 wird eine besondere Drathspirale Z eingeschaltet, welche bei den Versuchen von Dove aus zwei einzelnen Rollen von je 400′ Drathlänge bestand. Mit x_1, z_2, h_2 werden Leitungsdräthe verbunden. Die Federn t, u, s sind wie in der Zeichnung angeordnet.

a) Verbindet man h_2 und z_2 mit den Händen, so bilden die Spiralen auf dem Anker des Magnetes mit der Inductionsspirale Z einen geschlossenen Kreis, durch den der Strom fliesst, bis die Feder u von dem Metall der Walze r_2 auf das Elfenbein tritt. Dann ist der primäre Strom unterbrochen und der hierbei sich bildende Oeffnungsextrastrom fliesst durch die Inductionsspirale Z und die zwischen h_2 und z_2 eingeschaltete Schliessung. Dreht sich die Axe weiter, so wird die Spirale wieder in den primären Stromkreis eingefügt. So lange hierbei der zwischen h_2 und z_2 eingeschaltete menschliche Körper nur als Nebenschliessung dient, kann man die physiologische Wirkung des primären Stromes vernachlässigen, da, wenn die

Feder u auf der ganzen Peripherie des Rades r_2 auf Metall schleift, die durch die Aenderungen der Intensität des primären Stromes in der Spirale Z hervorgebrachten Extraströme viel schwächere Erschütterungen hervorrufen.

Ersetzt man die Spirale Z durch einen Zickzackdrath von gleichem Widerstand, so sind die Erschütterungen viel schwächer; legt man in die Spirale Z Eisendrathbündel ein, so werden sie viel stärker.

b) Verbindet man ferner x_1 und z_2, so erhält man in der Schliessung zwischen beiden den primär in den Spiralen um den Anker inducirten Strom P, und dazu den beim Anwachsen seiner Intensität sich bildenden entgegenfliessenden Extrastrom A in Spirale Z, also den Strom $P—A$. Der beim Uebertreten der Feder u auf das Elfenbein von r_2 sich bildende Oeffnungsextrastrom ist dagegen ausgeschlossen, da hierbei der Schliessungskreis der Spirale Z geöffnet bleibt. — Ersetzt man jetzt die Spirale Z durch den Zickzackdrath, in welchem sich die Extraströme nicht bilden können, so ist die physiologische Wirkung auf den zwischen x_1 und z_2 eingeschalteten menschlichen Körper stärker, da nun der Extrastrom A fortfällt. Legt man dagegen in die Spirale Z Eisendrathbündel, so werden die Erschütterungen noch mehr geschwächt, da nun A grösser wird. — Man kann auf diese Weise die Existenz des Extrastromes A sehr deutlich nachweisen.

c) Verbindet man x_1 und h_2 durch den Körper, so fliesst durch die Schliessung zwischen beiden der primäre Strom P, vermindert durch den während seines Anwachsens in der Spirale Z inducirten Anfangsextrastrom A. Zugleich addirt sich zu ihm der beim Uebertreten der Feder u auf das Elfenbein von r_2 inducirte Oeffnungsextrastrom E. Die Summe dieser Ströme ist $P - A + E$. Wird die Spirale Z durch den Zickzackdrath ersetzt, so ist die physiologische Wirkung fast dieselbe wie vorher; ebenso wenn man in die Spirale Z Eisendrathbündel einlegt; ein Beweis, dass der Anfangsextrastrom A und der Oeffnungsextrastrom E fast ganz gleich sind.

Die analogen Versuche lassen sich über die Funkenbildung durch den Extrastrom anstellen, wenn sein Stromkreis gerade in den Momenten geöffnet wird, in denen die Feder u auf das Elfenbein von r_2 tritt. Hierzu dient das Rad r_4, gegen welches die Federn v und w in der angegebenen Stellung schleifen.

Man verbindet dann noch entweder o_3 mit p_1 und n_4 mit q_2 oder o_3 mit p_1, und x_1 mit q_2 und erhält beim Uebergehen der Feder v von dem Metall der Walze r_4 auf die Elfenbeineinlage derselben Funken, deren Bildung analogen Bedingungen unterliegt, wie die ad 2 und 3 erwähnten physiologischen Wirkungen des Stromes. — Nur ist dabei zu beachten, dass bei der Funkenbildung nicht wie bei den letzteren der Widerstand der zwischen den Dräthen z_2 und h_2 oder z_2 und x_1 eingeschalteten Leitung als unendlich gross gegen den der übrigen Leitung angesehen werden kann, so dass die Resultate nicht so rein hervortreten.

Schaltet man ein Galvanometer oder Voltameter zwischen die Dräthe

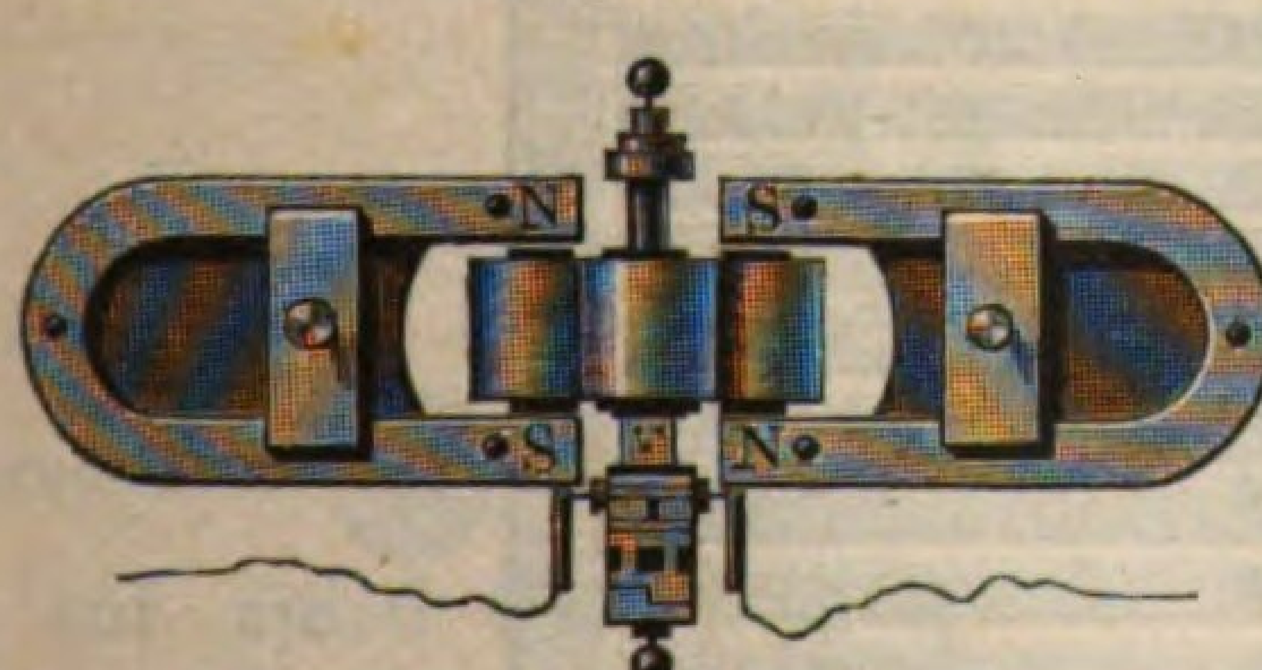
z_2 und h_2 oder x_1 und z_2, so fliessen durch dieselben alternirende Ströme, so lange nicht die Feder u auf das Elfenbein von r_2 tritt. Während letzterer Zeit werden jene Apparate nur in einer Richtung vom Strom durchflossen, und diese letztere Einwirkung überwiegt die der alternirenden Ströme. Da nun stets die Ablenkung der Nadel des Galvanometers grösser ist, wenn die Spirale Z durch den Zickzackdrath ersetzt wird, so muss die Intensität der Extraströme A oder E kleiner sein als die der primären Inductionsströme.

Verbindet man die Leitungsdräthe x_1 und z_1 durch einen kurzen Drath, so erscheinen in jedem Augenblick, wo die Federn von dem Metall der Walzen auf das Elfenbein treten, auf ihnen lebhafte Funken, die bei sehr verschieden schneller Rotation des Ankers bei genauer Beobachtung mit Fernrohr und Fadenkreuz stets an derselben Stelle zu stehen scheinen; ein Beweis, dass die Funken jedenfalls nicht später als $^1/_{1000}$ Secunde nach der Unterbrechung der primären Ströme sich bilden [1]).

Eine nicht wesentlich die Wirkung der Magnetelektrisirmaschine vermehrende, die Maschine sehr vertheuernde Veränderung ist die, dass man statt eines stählernen Hufeisenmagnetes deren zwei anwendet, welche in einer Ebene so hingelegt werden, dass sie einander ihre ungleichnamigen Pole zukehren. Man lässt dann den Anker, dessen mit Spiralen umgebene Eisencylinder nicht mehr durch ein Querstück von weichem Eisen verbunden sind, zwischen den Polen der beiden Magnete in einer auf ihrer Ebene verticalen Ebene rotiren, so dass die Axen jener Eisencylinder bei dem Vorbeigang vor den Magnetpolen in die Verbindungslinien der letzteren fallen [2]). 707

Sehr viel zweckmässiger ist es, hierbei, nach Sinsteden [3]) die Anker um eine zwischen den Magneten befindliche, der Verbindungslinie ihrer Pole parallele Axe rotiren zu lassen, so dass sie bei der Rotation zwischen den Magnetpolen hindurchgehen (Fig 322). Sinsteden befestigte auf diese Art vier Drathbündel von möglichst dünnem weichem Eisendrath von $3^1/_2$ Zoll Länge, $1^1/_2$ Zoll Dicke und $1^1/_2$ Pfund Gewicht, welche mit je 2 Pfund von übersponnenem Kupferdrath in 840 Windungen umwickelt waren, an der Rotationsaxe. Die Windungen könnten alle hinter oder nebeneinander verbunden werden. Die Magnete wogen je $17^1/_2$ Pfund und hatten eine Tragkraft von 110 Pfund. Ihre Schenkel hatten einen inneren Abstand von $3^5/_8$ Zoll und

Fig. 322.

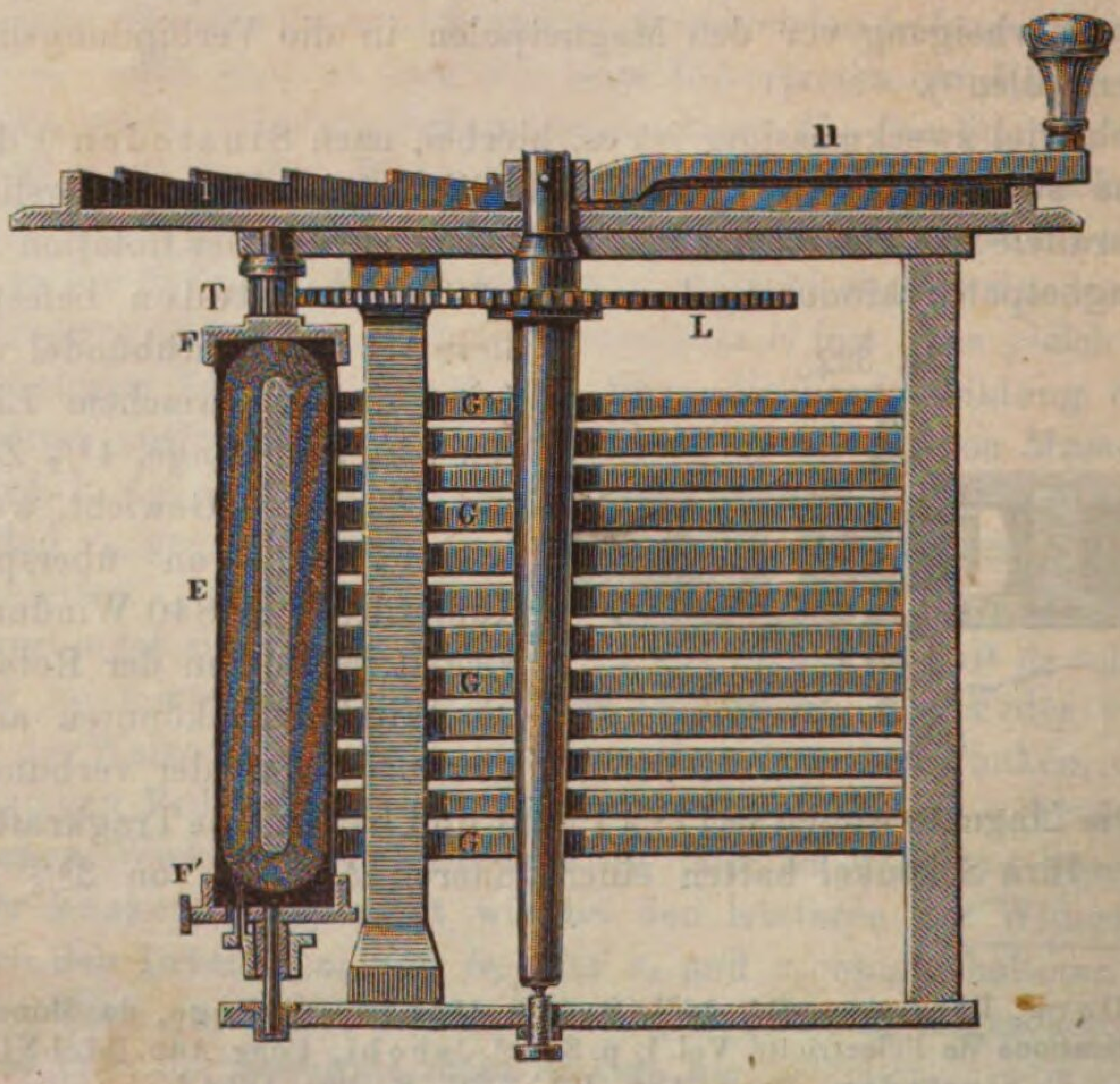


[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 274. 1842.* — [2]) Page, du Moncel Exposé des applications de l'électricité Vol. I, p. 360;* Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 194. 1846.* — [3]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 220. 1854.*

eine Dicke von $2^1/_4$ Zoll. Bei dieser Vorrichtung ist das magnetische Moment der Eisenkerne bei ihrem Durchgang durch die Ebene der Magnetpole jedesmal sehr bedeutend, und da ihre ganze Länge mit Drath umwickelt ist, so wird bei der Aenderung ihres Momentes die Inductionswirkung von allen ihren Stellen ausgehen. Die Anwendung der Drathbündel vermindert das Auftreten der Extraströme und beschleunigt so die Aenderungen des Momentes. Zugleich würde bei Anwendung massiver Eisenkerne an Stelle der Drathbündel, wenn dieselben bei ihrem allmäligen Vorbeigang bei den Magnetpolen zuletzt nur an der einen Seite hauptsächlich dem magnetisirenden Einfluss der Magnete ausgesetzt wären, die von dem Magnet abliegende Seite derselben gewissermassen als Anker zu der ersteren dienen, und so würden sich die magnetischen Moleküle in den Kernen in geschlossenen Kreisen lagern, aus denen sie bei der Entfernung der Kerne von den Magnetpolen nicht völlig heraustråten, um wieder ihre unmagnetische Gleichgewichtslage anzunehmen. Bei Anwendung der Drathbündel können sich solche geschlossene Kreise nicht bilden, und der Magnetismus derselben verschwindet vollständiger.

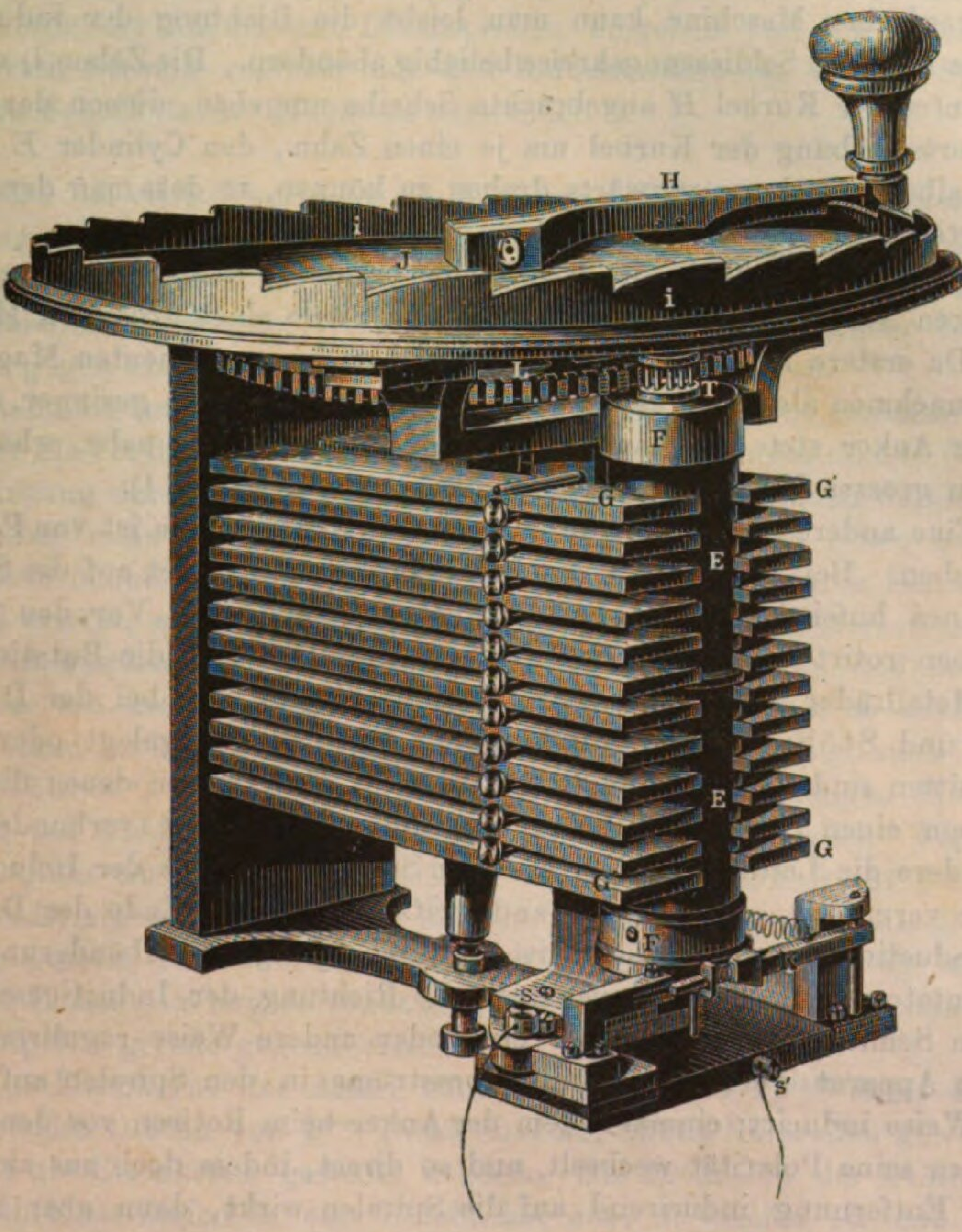
708 Sehr zweckmässig erscheint auch die Construction der Magnetelektrisirmaschine von Siemens. Sie besteht aus zwei Reihen, in entgegengesetzter Lage übereinander geschichteter und durch schmale Zwischenräume getrennter Magnetstäben G und G_1, Fig. 323 bis 325, welche einerseits an einer Eisenplatte n angeschraubt sind. Anderseits sind dieselben

Fig. 323.



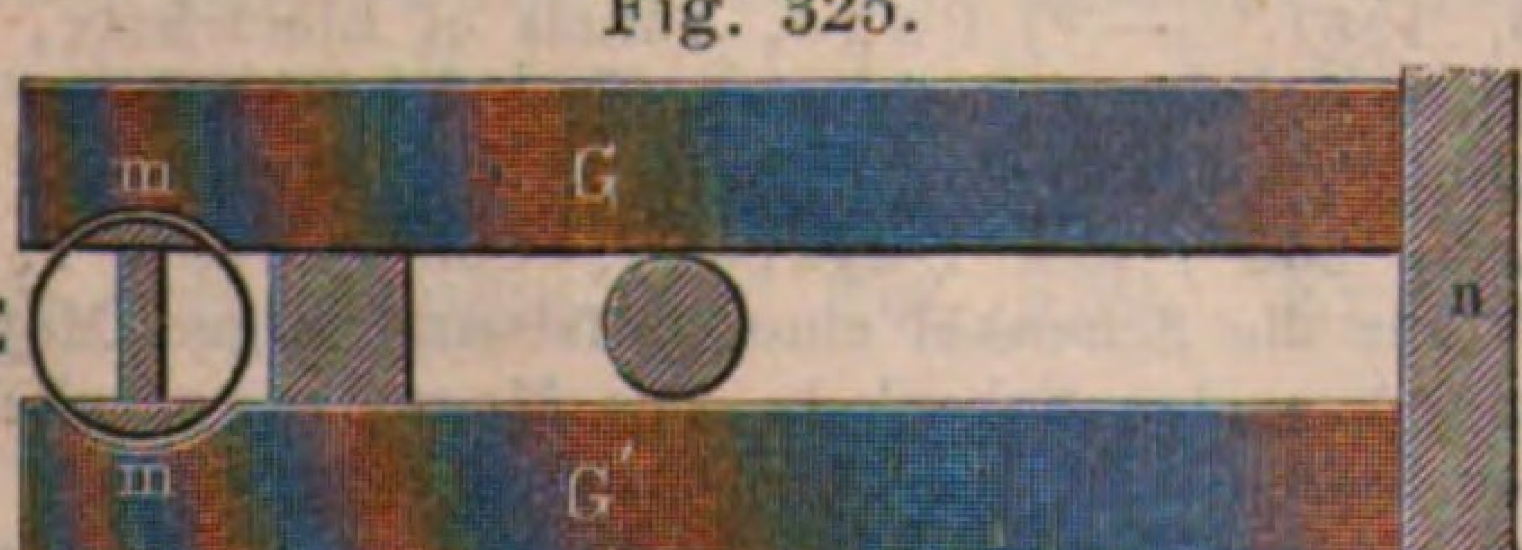
bei *m* zu einer cylindrischen Oeffnung ausgefeilt, in welcher sich vermittelst der Kurbel *H*, des Zahnrades *L* und des Triebes *T* ein Cylinder *E*

Fig. 324.



drehen lässt. Der letztere ist aus einem Eisenstab gebildet, dessen Querschnitt  förmig ist. In die seitlichen Ausschnitte desselben sind wie auf einen Galvanometerrahmen der Länge nach Drathwindungen gelegt, und über diese ist zum Schutz gegen äussere Beschädigungen eine Messinghülle gesteckt, auf deren Enden die Fassungen *F* und *F'* aufgesetzt sind, welche die Zapfen tragen, auf denen der ganze Cylinder *E* sich dreht. Die Enden der Windun-

Fig. 325.



gen sind mit zwei auf den unteren Zapfen aufgesetzten Metallrädern verbunden, gegen welche Federn schleifen, die die weitere Leitung vermitteln. Durch ähnliche Einrichtungen wie bei der Dove'schen und Stöhrer'schen Maschine kann man leicht die Richtung der inducirten Ströme in ihrem Schliessungskreise beliebig abändern. Die Zähne *i*, welche eine unter der Kurbel *H* angebrachte Scheibe umgeben, dienen dazu, bei der Fortschiebung der Kurbel um je einen Zahn, den Cylinder *E* um je eine halbe Umdrehung vorwärts drehen zu können, so dass man den dabei erzeugten einmaligen Inductionsstoss erhalten kann.

Der grosse Vortheil dieser Maschine beruht in der Anwendung einer grösseren Anzahl kleinerer Magnetstäbe an Stelle eines grösseren Magnetes. Da erstere bei gleichem Gewicht viel mehr permanenten Magnetismus annehmen als letzterer, so ist der Preis der Maschine geringer. Auch ist der Anker stets den magnetisirenden Magneten sehr nahe, erhält daher ein grosses Moment und ändert dasselbe sehr schnell [1]).

Eine andere Einrichtung der Magnetelektrisirmaschine ist von Page [2]) angegeben. Bei dieser sind die Inductionsspiralen direct auf die Schenkel eines hufeisenförmigen Stahlmagnetes geschoben. Vor den Polen desselben rotirt ein Anker von weichem Eisen. — Auf die Rotationsaxe sind Metallräder aufgesetzt, deren Ränder ähnlich wie bei der Dove'schen und Stöhrer'schen Maschine mit Elfenbein ausgelegt oder ausgeschnitten sind. Gegen diese Räder schleifen Federn, von denen die eine mit dem einen Ende des Drathes der Inductionsspiralen verbunden ist, die andere die Leitung zu dem weiteren Schliessungskreis der Inductionsströme vermittelt, zu welchem anderseits das andere Ende des Drathes der Inductionsspiralen geführt ist. Durch geeignete Abänderung des Commutators könnte man auch hier die Richtung der Inductionsströme in dem Schliessungskreis auf die eine oder andere Weise reguliren. In diesem Apparat werden die Inductionsströme in den Spiralen auf doppelte Weise inducirt; einmal indem der Anker beim Rotiren vor den Magnetpolen seine Polarität wechselt, und so direct, indess doch aus ziemlich weiter Entfernung inducirend auf die Spiralen wirkt, dann aber hauptsächlich dadurch, dass der temporäre Magnetismus des Ankers auf den Magnetismus des Magnetes zurückwirkt, und denselben in gewissen Lagen des Ankers verstärkt. — Sehr günstig dürfte indess diese Anordnung

[1]) Siemens und Halske, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 271, 1857;* auch Schellen's Telegraph, Aufl. III. S. 213, 1861.* — [2]) Page, Annals of Electricity, 1839, p. 489; vergl. auch Verdet, Annal. de chim. et de phys. [3.] T. XXXI, p. 192;* Krönigs Journ. Bd. I, S. 364; ähnlich auch Dujardin, Breton, Duchenne (du Moncel exposé des applications T. I, 365*) und Dujardin, Compt. rend. T. XXI, p. 892, 1845.* Derselbe hat auch vor die Schenkel eines hufeisenförmigen Magnetes eine weitere Spirale gestellt, deren Axe den Schenkeln des Magnetes parallel war und zwischen ihnen lag, und in der Spirale um jene Axe vor den Magnetpolen einen Eisenkern rotiren lassen, der durch ein auf der anderen Seite der Axe angebrachtes Gegengewicht von Blei äquilibrirt wurde (l. c. S. 528*). Auch diese Einrichtung erscheint wenig praktisch.

nicht sein, da die Aenderungen des Magnetismus in Magneten von hartem Stahl nicht sehr bedeutend sein können.

Man könnte selbstverständlich bei dieser Maschine auch noch die Eisenkerne des Ankers mit Drathspiralen umgeben und die in letzteren inducirten Ströme zugleich mit den Inductionsströmen in den Spiralen auf den Schenkeln des Magnetes verwenden [1]).

Man hat vielfach versucht, die Wirkung der Magnetelektrisirmaschinen zu verstärken, indem man die Zahl der Anker oder Magnetpole vermehrte. So hat z. B. Petrina (l. c.) an Stelle des gewöhnlichen Ankers der Maschinen einen aus vier Eisencylindern bestehenden Anker benutzt, welche gegen ein Kreuz von Eisen gegengeschraubt waren. 709

Aehnlich hat auch Sinsteden [2]) früher eine Maschine construirt, bei welcher die Vortheile der §. 70 erwähnten Magnetisirungsmethode und die Verstärkung der Polarität des hufeisenförmigen Stahlmagnetes durch einen quer über seine Schenkel in einigem Abstand von den Polen gelegten Eisenstab benutzt waren. Die vier Eisenkerne waren durch Eisendrathbündel ersetzt, wodurch die in ihrer Masse entstehenden Extraströme geschwächt wurden. Sie waren zu je zweien mit kürzeren und längeren Spiralen von dickem und dünnem Drath umwunden, um so leicht den Widerstand des inducirenden Apparates ändern zu können (vgl. auch §. 707).

Stöhrer [3]) hat dagegen bei seiner sehr zweckmässigen Maschine sowohl die Zahl der Anker als auch der Magnete vermehrt. Fig. 326 a. f. S. giebt ein Bild dieser Maschine, welche aus drei aufrecht gestellten hufeisenförmigen Stahlmagneten besteht, deren jeder aus 5 Lamellen zusammengesetzt ist. Ueber diesen rotirt als Anker ein Eisenring, an welchem 6 Eisenkerne angeschraubt sind, die in der Ruhelage des Ankers den Magnetpolen gerade gegenüberstehen.

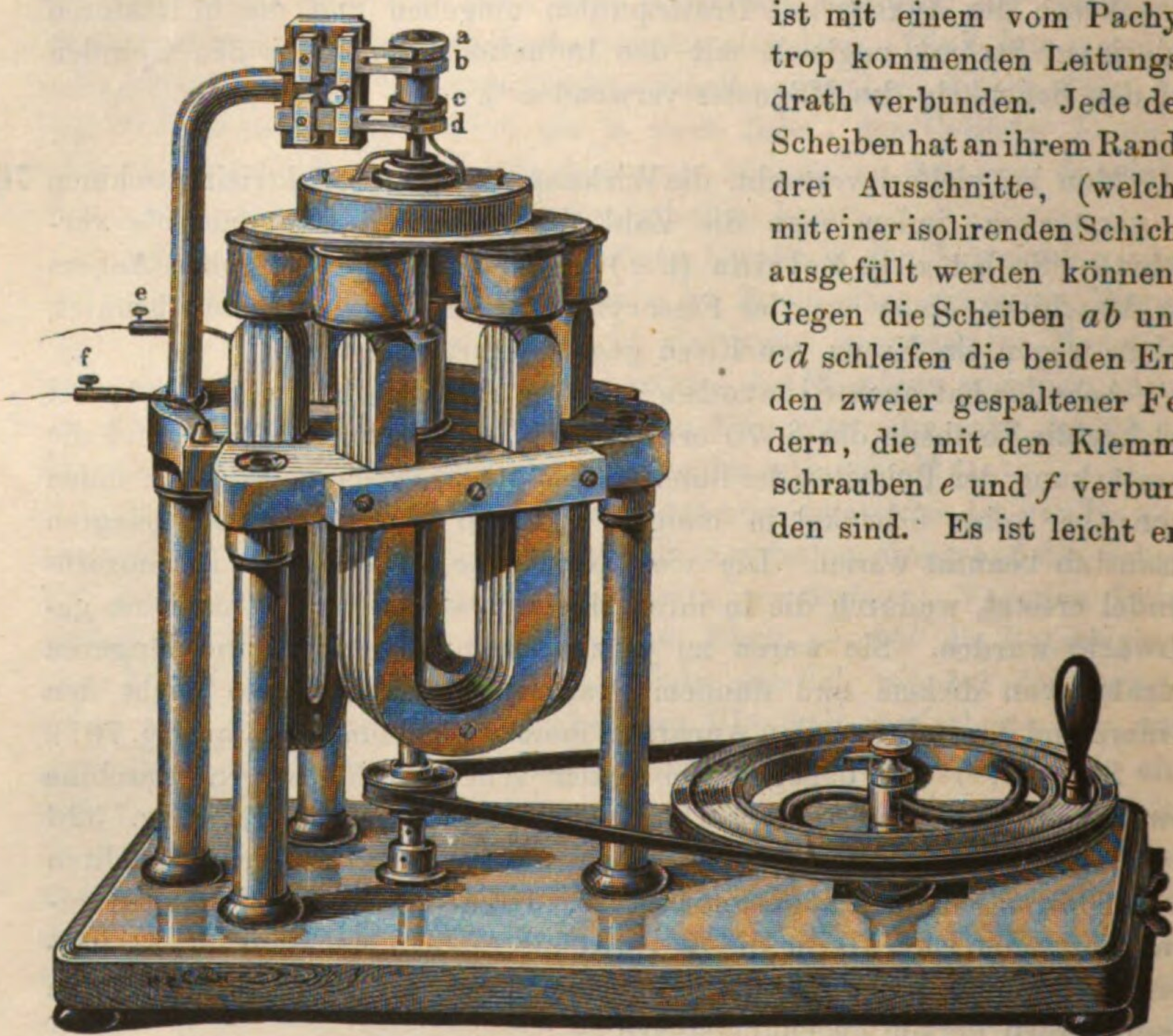
Die Eisenkerne der Anker sind 44^{mm} lang und 29^{mm} dick, die sie umgebenden Dräthe von 1^{mm} Dicke sind auf dünne Holzrollen gewunden, die auf die Eisenkerne gesteckt werden. Die 12 Enden der Dräthe der 6 Drathrollen laufen in eine Holzbüchse aus, in welcher sie mit einem Pachytrop communiciren, welcher dem §. 705 beschriebenen ganz ähnlich ist, und von dem aus zwei Leitungsdräthe weiter gehen. Durch Drehung des Pachytrops können jene 6 Drathrollen 1) alle nebeneinander, 2) zu zweien nebeneinander, zu dreien hintereinander, 3) zu dreien nebeneinander, zu zweien hintereinander, 4) alle hintereinander verbunden werden.

Bei jeder Umdrehung der Anker um ihre Axe wechselt die Richtung der inducirten Ströme 6mal. Um die Richtung derselben gleich zu machen, ist oben an der Axe ein Commutator befestigt. Derselbe ist ganz analog dem Commutator Fig. 320. Er besteht aus vier Stahlscheiben

[1]) Vergl. Nollet u. Gaiffe in du Moncel Exposé T. I, p. 373.* — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 29 u. 195, 1849.* — [3]) Stöhrer, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 417. 1844.*

abcd, von denen *a* und *d* sowie *b* und *c* metallisch verbunden, beide Paare aber von einander durch eine Buchsbaumhülse getrennt sind. Jedes dieser Systeme von Scheiben ist mit einem vom Pachytrop kommenden Leitungsdrath verbunden. Jede der Scheiben hat an ihrem Rande drei Ausschnitte, (welche mit einer isolirenden Schicht ausgefüllt werden können). Gegen die Scheiben *ab* und *cd* schleifen die beiden Enden zweier gespaltener Federn, die mit den Klemmschrauben *e* und *f* verbunden sind. Es ist leicht ersichtlich, dass auf diese Weise bei richtiger Stellung des Commutators mit jedem Wechsel der Stromesrichtung in den Drathrollen der Anker dennoch die Stromesrichtung in der mit den Klemmen *e* und *f* verbundenen Leitung ungeändert bleibt.

Fig. 326.



Eine Beschreibung der grösseren zu technischen Zwecken construirten Magnetelektrisirmaschinen, wie dieselben von Holmes [1]) in Northfleet und der Gesellschaft l'Alliance in Paris [2]) gefertigt werden, gehört nicht hierher.

710 Die Intensität der durch eine Magnetelektrisirmaschine inducirten Ströme ist abhängig von der Geschwindigkeit der Drehung des Ankers, von dem Widerstand der Leitung, von der Stellung des Commutators, welcher in gewissen Fällen die Richtung sämmtlicher Ströme gleich macht, oder nur die in einer Richtung laufenden Ströme zu den Schliessungs-

[1]) Vergl. Holmes, the Engineer. — [2]) du Moncel, Exposé T. I, p. 361.*

dräthen der Inductionsrollen gelangen lässt. — Wir wollen diese Einflüsse getrennt betrachten:

1) Einfluss der Drehungsgeschwindigkeit des Ankers. Da die Anzahl der Wechsel der Polarität des Ankers proportional mit der Drehungsgeschwindigkeit zunimmt, so müsste die in der Inductionsspirale in gleichen Zeiten inducirte Stromintensität der Drehungsgeschwindigkeit direct proportional sein. Dem ist aber nicht so, wie Weber[1]) zunächst durch einen einfacheren Apparat nachwies. Ein Eisenstab von 71^{mm} Länge und 29^{mm} Durchmesser wurde diametral durch eine kugelförmige Holzbüchse gesteckt, und dieselbe in einer gegen den Eisenstab äquatorial gelegenen Rinne mit Drath umwunden. Die Kugel mit dem Stabe konnte vermittelst einer Zahnradverbindung um eine in der Aequatorialebene liegende, horizontale und auf dem Eisenstab verticale Axe gedreht werden. Auf die Axe war ein der Länge nach durchschnittener Metallcylinder geschoben, dessen beide Hälften mit den Enden des Drathes in der Rinne verbunden waren. Federn, welche gegen den Cylinder schleiften, führten zu einem Multiplicator, dessen Windungen in ostwestlicher Richtung einen in gleicher Richtung bifilar aufgehängten Magnetstab umgaben. — Der Eisenstab mit der Holzbüchse wurde unter Einfluss des Erdmagnetismus einmal für sich in Rotation versetzt, und sodann, indem vor beiden Seiten desselben zwei Magnetstäbe in grösserem oder geringerem Abstande sich befanden. Es wurde dabei vermittelst der Spiegelablesung die Ablenkung des bifilar aufgehängten Magnetstabes bestimmt, welche der Intensität der erzeugten Inductionsströme entspricht.

Der Metallcylinder auf der Rotationsaxe war so gestellt, dass bei jedem Wechsel der Richtung der Inductionsströme auch die Federn auf die entgegengesetzten Hälften desselben übertraten, und so also im Multiplicator die Stromesrichtung constant blieb. Bezeichnet man die Intensität des bei einer halben Umdrehung des Eisenstabes (bei einem Wechsel seiner Polarität) inducirten Stromes nach Abzug des durch die Drehung der Holzbüchse ohne Eisenstab inducirten Stromes bei einer gegebenen Drehungsgeschwindigkeit mit I, so betrug dieselbe bei doppelter Drehungsgeschwindigkeit weniger, nämlich:

Magnetisirung	Wechsel der Polarität in der Secunde	
	20	40
durch die 457,5^{mm} entfernten Magnetstäbe . .	$I = 1$	0,89
durch die 58,5^{mm} entfernten Magnetstäbe . .	$I = 1$	0,765

Dasselbe Verhalten zeigt sich auch an einer grösseren Stöhrer'schen Magnetelektrisirmaschine mit drei verticalen Hufeisenmagneten. Als Weber[2]) bei dieser die Drehungsgeschwindigkeit der Anker vermehrte und durch Einstellung des Commutators alle Inductionsströme in gleicher Richtung durch eine Drathrolle leitete, welche östlich oder westlich von

[1]) Weber, Resultate des magn. Vereins 1838, S. 118.* — [2]) Weber, Pogg. Ann. Bd. LXI, S. 431, 1844.*

dem Halbirungspunkt der Axe des Magnetes eines Spiegelmagnetometers aufgestellt war, so ergab sich die Ablenkung des Magnetes:

Zahl der Wechsel n in der Secunde	27,90	33,48	44,64
Ablenkung i	89,15	95,263	101,646

Aus diesen Beobachtungen ergiebt sich

$$i = \frac{5,74435\, n}{1 + 0,01939\, n + 0,00033\, n^2}$$

so dass sich bei einer Anzahl von 55 Wechseln ein Maximum von $i = 103,1$ ergeben müsste. — Dasselbe Resultat beobachtete Lenz [1]) bei Einschaltung eines Voltameters oder Galvanometers in den Schliessungskreis der Spiralen eines Stöhrer'schen Apparates mit 3 Magneten.

2) Einfluss des Widerstandes der Leitung. Verbindet man die Inductionsspiralen der Anker hinter oder nebeneinander oder schaltet in ihren Schliessungskreis ausserhalb verschiedene Widerstände ein, so bemerkt man zunächst bei ungeänderter Stellung des Commutators eine Zunahme der elektromotorischen Kraft der inducirten Ströme mit Zunahme des Widerstandes. Es ist daher die elektromotorische Kraft einer Magnetelektrisirmaschine nicht ohne Weiteres nach den gewöhnlichen Methoden mit der einer Hydrosäule zu vergleichen [2]).

3) Einfluss der Stellung des Commutators. Sucht man durch den Commutator die Richtung aller Inductionsströme beim Annähern und Entfernen des Ankers von den Magnetpolen gleich zu machen, und misst ihre Intensität an einem Galvanometer, so steigt die letztere, wenn man den Commutator so verschiebt, dass er erst einige Zeit nach dem Vorbeigang des Ankers vor den Magnetpolen die Verbindung der Inductionsrollen mit der Leitung wechselt. Diese Verstellung des Commutators entgegen dem Sinne der Rotation des Ankers muss bei wachsender Drehungsgeschwindigkeit desselben grösser sein, um jedesmal das Maximum der Stromintensität zu erhalten. — So musste z. B. Lenz [3]) den Commutator seines Inductionsapparates um t^0 verschieben, um bei der Umdrehungszahl n des Ankers in der Minute das Maximum i der Stromintensität zu erhalten; während bei der Nullstellung des Commutators, in der er gerade beim Vorbeigang des Ankers vor den Magnetpolen die Stromesrichtung wechselte, die Intensität sich zu i_0 ergab:

n	140	270	413	528	644
t	9^0	12^0	12^0	12^0	15^0
i	9,17	21,12	27,22	30,46	32,85
i_0	8,41	19,73	24,81	26,71	28,71

Indess selbst bei richtiger Einstellung des Commutators nimmt die elektromotorische Kraft der inducirten Ströme nicht proportional der Drehungsgeschwindigkeit zu, sondern nähert sich allmälig einem Maxi-

[1]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 494, 1849.* — [2]) Jacobi, Bullet. de St. Petersb. T. V, p. 97;* Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 198, 1846;* vergl. auch Lenz l. c. und Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 128, 1854.* — [3]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 519, 1849.*

mum, welches um so schneller erreicht wird, je geringer der Widerstand des Schliessungskreises, also je grösser die Stromintensität in demselben ist. Dieses Resultat hat auch Koosen [1]) durch mehrfache Versuche bestätigt.

Die richtige Einstellung des Commutators ist besonders zu beachten, wenn man durch die inducirten Ströme eine constante Ablenkung der Magnetnadel oder eine starke Wasserzersetzung erhalten will, da bei falscher Stellung die beiden Gase zum Theil an derselben Elektrode erscheinen und sich wieder vereinen. Ebenso würde bei der Elektrolyse von Kupfervitriollösung in diesem Falle das an der einen Elektrode abgeschiedene Kupfer zum Theil durch den nachher daselbst ausgeschiedenen Sauerstoff oxydirt und dadurch brüchig werden [2]). — Auch wenn man Wärmeerscheinungen durch den, stets in gleicher Richtung fortgeleiteten Inductionsstrom hervorbringen will, ist die Stellung des Commutators nicht zu vernachlässigen, da, wenn der Strom unterbrochen wird, während er nicht Null ist, stets ein Theil seiner Wirksamkeit verloren geht.

Der Grund dieser Erscheinungen könnte nach den Erfahrungen des 711
vorigen Capitels ein doppelter sein: einmal, wie unter Anderen Sinsteden [3]) meinte, dass die Eisencylinder der Anker eine gewisse Zeit brauchten, um ihren Magnetismus zu wechseln, so dass, wenn z. B. der Commutator die Stromverbindung in dem Moment umkehrt, in welchem der Anker bei dem Magnetpol vorbeigeht, also die Annäherung in eine Entfernung, das Anwachsen des Magnetismus in eine Abnahme, die Richtung des Inductionsstromes in die entgegengesetzte übergehen sollte, der Anker noch nicht das Maximum des Magnetismus angenommen hätte, sondern dies erst einige Zeit nachher einträte, wenn derselbe schon von dem Pol sich wieder entfernt hätte. Da indess die Anker hier sehr dicht an den magnetisirenden Polen sich befinden, so ist die zu ihrer Magnetisirung erforderliche Zeit nach den Versuchen von Beetz (vergl. §. 700) jedenfalls sehr klein. Auch würde, wenn dies der überwiegende Grund der betrachteten Erscheinungen wäre, eine Aenderung des Widerstandes der Schliessung der Inductionsrollen keinen Einfluss auf die inducirte elektromotorische Kraft ausüben.

Der Hauptgrund der Erscheinungen beruht, gerade wie wir dies bei den Versuchen des vorigen Capitels erwähnt haben, und wie auch von Lenz (l. c.) richtig erkannt worden ist, in der Rückwirkung der in den Spiralen inducirten Ströme auf den Magnetismus der Eisenkerne, welche so nicht den ganzen Magnetismus erhalten, den sie in jeder Lage annehmen würden, wenn sie im Ruhezustande sich befänden.

Bezeichnen wir den Magnetismus, welchen die Anker wirklich an jeder Stelle bei einer bestimmten Drehungsgeschwindigkeit der Maschine

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 386, 1852.* — [2]) Jacobi, Bullet. St. Petersb. T. V, p. 318. 1846.* — [3]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXXIV, S. 181 u. flgde. 1851.*

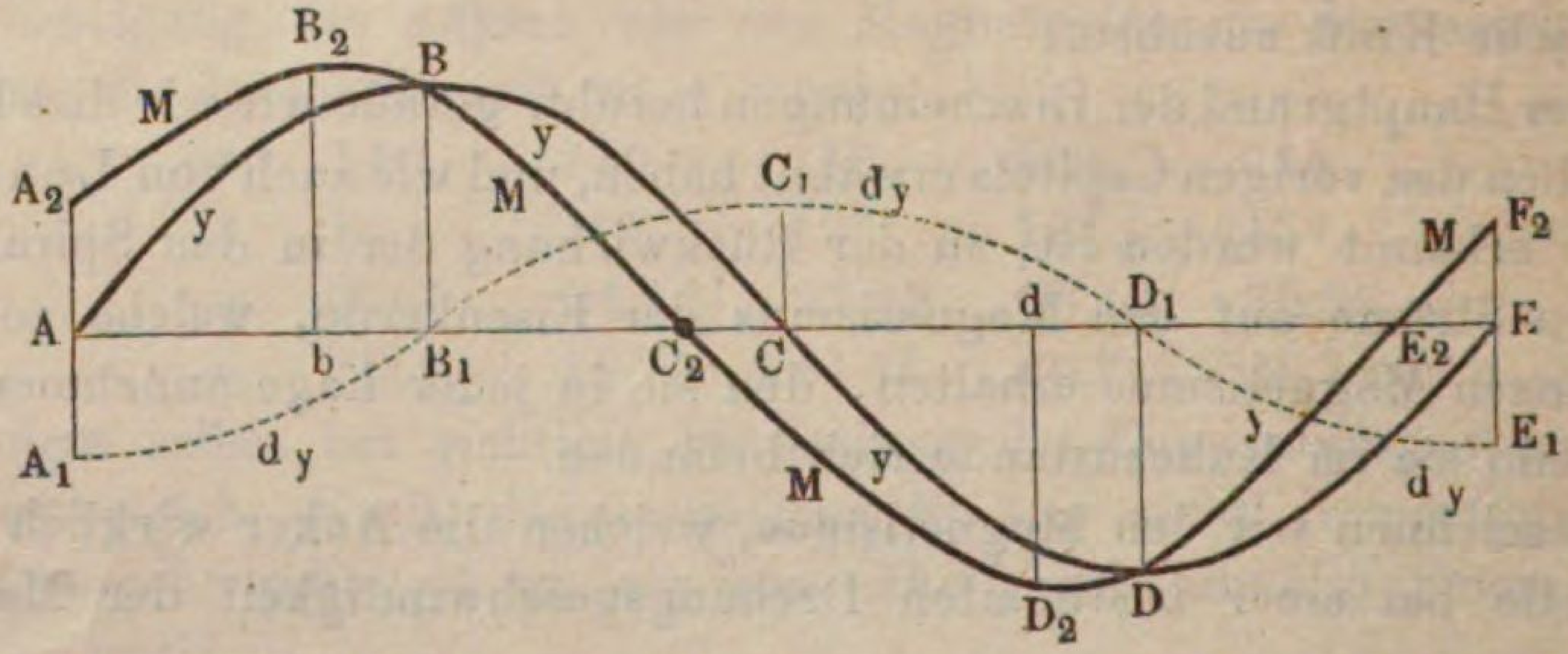
annehmen, mit y, so wird, wenn derselbe in der Zeit dt um dy wächst, in den die Anker umschliessenden Dräthen ein Strom von der Intensität $- a \frac{dy}{dt}$ inducirt werden, welcher wiederum innerhalb gewisser Grenzen in den Ankern einen dem ursprünglichen Magnetismus entgegengesetzten Magnetismus $- ma \frac{dy}{dt}$ erzeugt, wo m und a constante Werthe sind. Würde nun durch den Magnet in dem Anker, wenn er in der betreffenden Lage in Ruhe bliebe, der Magnetismus M erzeugt, so ist jetzt sein wirklicher Magnetismus

$$y = M - ma \frac{dy}{dt}.$$

Kennen wir den Werth des Magnetismus M in jeder Stellung der Anker und den Werth ma, so können wir aus dieser Gleichung auch y berechnen. Denken wir uns, dass nur ein Eisencylinder als Anker vor den Magnetpolen in der Zeit T eine ganze Umdrehung vollende, so können wir, da der Magnetismus M desselben eine periodische Function ist, ihn durch eine Sinusreihe darstellen. Nach Einführung derselben in die Gleichung würde sich der Werth y und sodann der Werth der elektromotorischen Kraft der Inductionsströme, welche $\frac{dy}{dt}$ proprotional ist, mathematisch entwickeln lassen. Indess ist doch der Werth von M in jedem Moment je nach der benutzten Maschine gewiss äusserst verschieden, so dass sich keine allgemeineren Regeln für die Bildung der Reihe aufstellen lassen, welche diesem Werthe entspricht [1]).

712 Wir wollen uns begnügen, durch eine graphische Darstellung, wie sie zuerst Lenz (l. c.), dann Koosen gegeben, den Gang des Phänomens zu verfolgen. Es bezeichnen die Ordinaten der Curve $ABCDE$ (Fig. 327) die Magnetismen y, welche der bei den Polen des Magnetes vorbeiroti-

Fig. 327.



[1]) Koosen (l. c.) hat, indem er den Magnetismus M direct durch eine Sinuscurve darstellt, ihn also gleich $\mu \sin 2\pi \frac{t}{T}$ setzt, die Berechnung von y durchgeführt.

rende Anker an jeder Stelle seiner Bahn annimmt, die durch die Abscissenaxe $A B_1 C_2 C D_1 E_2 E$ dargestellt wird. Die Lage der Pole selbst lassen wir noch unbestimmt. Die Curve $A_1 B_1 C_1 D_1 E_1$ deren Ordinaten am grössten an den Stellen sind, an welchen die Curve $A B C D E$ am steilsten ansteigt oder abfällt, mögen die Intensitäten der bei der Drehung des Ankers inducirten Ströme und zugleich die Stärke des durch sie im Anker erzeugten Magnetismus — $a m \frac{dy}{dt}$ anzeigen. — Addiren wir sodann die Ordinaten beider Curven, indem wir die Ordinaten der Curve $A_1 B_1 C_1 D_1 E_1$ umgekehrt nehmen, so stellt die diesen Summen der Ordinaten entsprechende Curve $A_2 B_2 C_2 D_2 E_2 F_2$ den Magnetismus M des Ankers dar, den er annähme, wenn er an jeder Stelle in Ruhe verweilte. — Die grössten Ordinaten $b B_2$ und $d D_2$ entsprechen dann dem Magnetismus des Ankers, während er sich gerade vor den Magnetpolen befindet, die Punkte C_2 und E_2 seinen gegen diese Stellungen um 90° gedrehten Lagen. Es ist unmittelbar aus der Figur ersichtlich, dass die Maxima $B B_1$ und $D D_1$ des Magnetismus y bei der Drehung des Ankers kleiner sind, als die Maxima in der Ruhelage $B_2 b$ und $D_2 d$, und dass die Maxima von y im Verhältniss zu denen von M um so kleiner werden, je grösser die Ordinaten der Curve $A_1 B_1 C_1 D_1 E_1$, je grösser also die Intensität der inducirten Ströme ist. Dies letztere wird eintreten, einmal bei einem geringeren Widerstand der Schliessung, sodann bei einer schnelleren Drehung des Ankers, da nun die in der Zeiteinheit in den Inductionsspiralen inducirte elektromotorische Kraft $a \frac{dy}{dt}$ grösser ist.

Es ergiebt sich ferner, dass die Maxima des Magnetismus bei der Drehung des Ankers im Sinne dieser Drehung selbst von $b B_2$ nach $B B_1$ und $d D_2$ nach $D D_1$ verschoben sind. Die Intensität der inducirten Ströme ist also nicht Null, wenn die Anker in b und d den Magnetpolen gerade gegenüberstehen, sondern wenn sie um ebensoviel entfernt davon sind, als die Verschiebung der Maxima beträgt; und in denselben Zeiten kehrt sich die Richtung der Inductionsströme um. Wollen wir daher durch den Commutator die Stromesrichtung aller inducirten Ströme gleich machen, so muss derselbe in den Stellungen B_1 und D_1 des Ankers die Verbindung umkehren. — Würde dasselbe bei anderen Stellungen geschehen, so würde einmal der Theil des inducirten Stromes verloren gehen, welcher beim Uebergang der Federn über die nicht leitenden Theile des Commutators inducirt würde, und es würden sich bei diesem Uebergang in Folge der Oeffnung des inducirten Kreises lebhafte Funken zeigen, welche in der richtigen Stellung des Commutators nicht auftreten. Sodann würde auch nicht der ganze, durch den Schliessungskreis geleitete Inductionsstrom gleiche Richtung haben, wie dies an dem Auftreten gemischter Gase in einem in denselben eingefügten Voltameter zu bemerken wäre.

Mit wachsender Drehungsgeschwindigkeit würde der Abstand der Maxima $b B_2$ und $B B_1$, $d D_2$ und $D D_1$ immer grösser werden, und eben-

so müsste man den Commutator immer weiter herumdrehen, um rechtzeitig die Stromesrichtung zu wechseln.

Ausser den in den Spiralen inducirten Strömen wirken dann auch in ganz gleicher Weise die in der Masse der Eisenkerne selbst inducirten Ströme, welche indess bei Anwendung von Eisendrathbündeln zu vermeiden sind.

713 Die Richtigkeit der gegebenen Erklärungen kann man prüfen, indem man sowohl den Magnetismus *M* der Anker bei verschiedener Stellung derselben, als auch die Intensität der inducirten Ströme nur während einer kurzen Zeit misst, während der Anker durch diese Stellung hindurchgeht. Dies ist von Lenz [1]) durchgeführt worden. Er bediente sich dabei einer Stöhrer'schen Maschine mit 3 aufrechten Magneten (Fig. 326). Die Fortleitung der Inductionsströme geschah durch einen besonderen Commutator. Derselbe bestand aus zwei auf eine Holzscheibe befestigten und mit dieser auf die Drehungsaxe aufgeschraubten Eisenscheiben, von denen die eine mit dem einen, die andere mit dem anderen Ende des die drei Anker hintereinander umwindenden Drathes verbunden war. Der Rand der einen Scheibe war nicht durchbrochen. Der Rand der anderen war so ausgefeilt, dass nur in Abständen von je 60° sechs je 3° breite Streifen von Eisen stehen blieben, zwischen denen sodann der Rand wieder ausgefüllt war. Gegen beide Eisenscheiben schleiften Federn, welche mit der übrigen Leitung verbunden waren. Die durchbrochene Scheibe trug eine Theilung und die Drehungsaxe einen Zeiger, so dass man die Sectoren jener Scheibe so stellen konnte, dass die auf derselben schleifende Feder die Stromverbindung in den Momenten herstellte, in welchen der Anker sich auf einer beliebigen Stelle des Weges zwischen den zwei Polen eines der drei Magnete befand.

Da die Richtung der auf diese Weise bei gleichförmiger Rotation der Anker erhaltenen partiellen Inductionsströme wechselt, so konnte ihre Intensität nicht durch ein Galvanometer, wohl aber durch ein Weber'sches Elektrodynamometer bestimmt werden.

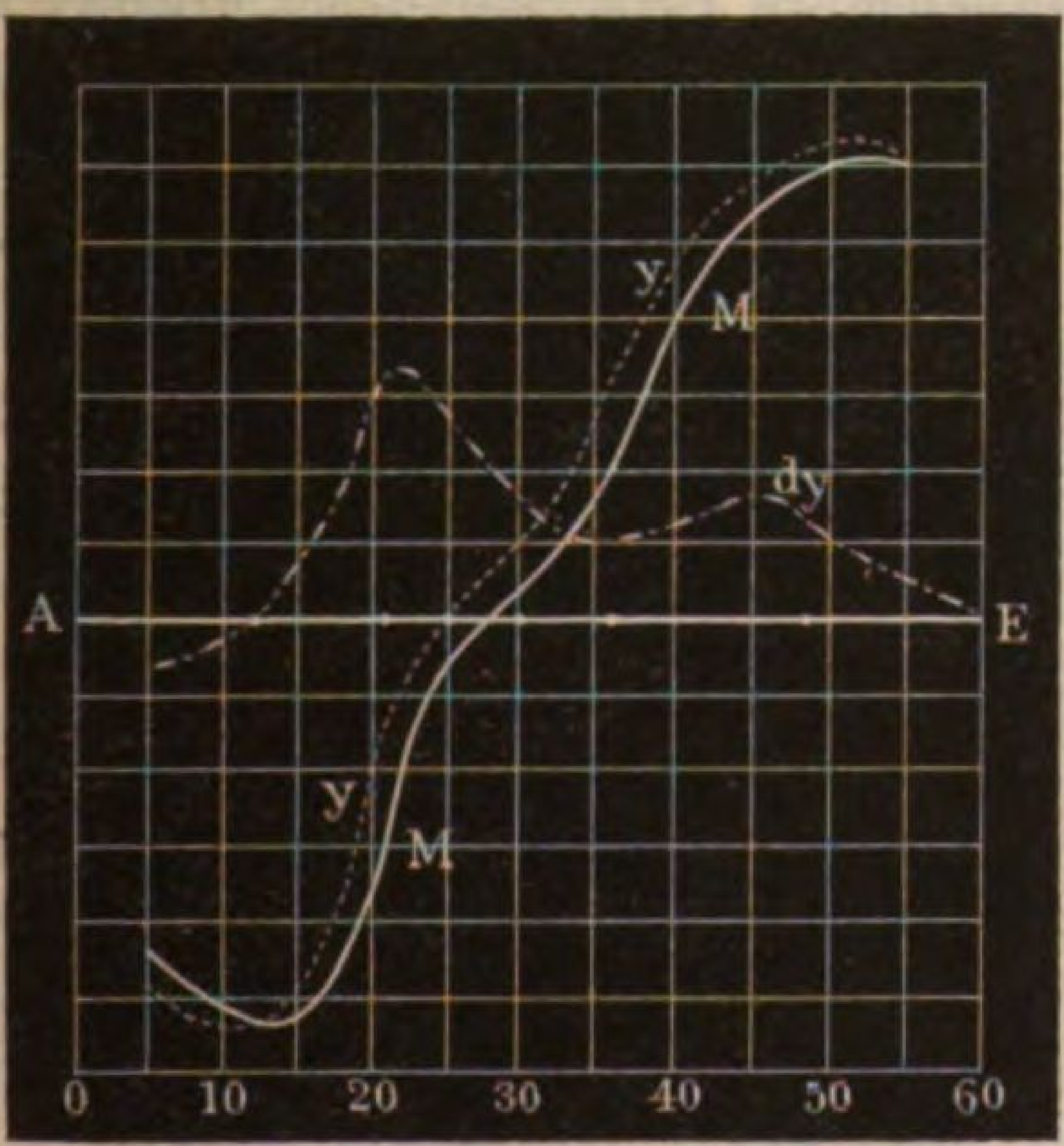
Bei anderen späteren Versuchen [2]) wurde der Commutator in der Weise abgeändert, dass nur die gleichgerichteten Ströme in gewissen entsprechenden Zeittheilen durch denselben hindurchgehen konnten. Derselbe bestand dann aus zwei mit den Enden des Inductionsdrathes verbundenen, auf die Drehungsaxe der Anker isolirt aufgesetzten Eisenringen, deren jeder drei Ausschnitte hatte, und die sowohl zusammen, als auch gegeneinander gedreht werden konnten, so dass die gegen sie schleifenden Federn nur dann den Strom fortleiten konnten, wenn sie gleichzeitig auf dem Eisen beider Ringe schleiften. Es wurde erst die gegenseitige Stellung der Ringe bestimmt, bei der gerade bei Verbindung der Federn mit einer

[1]) Lenz, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 128, 1854.* — [2]) Lenz, Bullet. de St. Petersb. T. XVI, p. 177, 1857.*

galvanischen Säule und Einschaltung eines Galvanometers in den Schliessungskreis kein Strom durch den Commutator hindurchging, und dann wurde die eine Scheibe um 6° gedreht, so dass also die Breite des leitenden Streifens, auf dem die Federn die Leitung vermittelten, 6° betrug. Da die Ströme hier alle gleichgerichtet waren, so konnte die Stromintensität durch eine Nervander'sche Tangentenboussole abgelesen werden.

Bei beiden Versuchsreihen ergab sich für die Intensität der Inductionsströme in verschiedenen Phasen der Bewegung des Ankers nahezu dieselbe Gesetzmässigkeit. Bezeichnen die Abscissen *A E* der Curve *dy* (Fig. 328) den Abstand eines der Anker von einem Magnetpol in Graden, so ergeben die Ordinaten von *dy* die dieser Stellung bei einer gewissen Drehungsgeschwindigkeit entsprechende Intensität der inducirten Ströme bei den zuletzt erwähnten Versuchen. Unmittelbar bei dem Vorbeigang des Ankers vor dem Pole ist also die Stromesrichtung negativ, sie ist Null bei einer Drehung desselben um 10,5° und erreicht ein grösseres Maximum bei 23,4°, ein kleineres bei 44,4°, zwischen beiden den kleinsten Werth bei 35,4°.

Fig. 328.



Diese Curve *d y*, welche die elektromotorischen Kräfte der Inductionsströme bezeichnet, weicht von der (Fig. 327) gezeichneten wesentlich ab, bei der ganz willkürlich der Gang der Magnetisirung *y* der Anker angenommen wurde. Construirt man aus der Curve *dy* die Curve *y*, in welcher die Differenzen je zweier benachbarter Ordinaten den Ordinaten der Curve *dy* an derselben Stelle proportional sind, so stellt diese die bei der Drehung des Ankers wirklich auftretenden Magnetismen derselben dar. — Die Addition der Ordinaten von *dy* zu Linien, welche den Ordinaten von *y* proportional sind, ergiebt die Curve der Magnetismen *M* des Ankers, während er in verschiedenen Lagen vor den Magnetpolen ruht. Das doppelte Maximum von *dy* ist also nur durch die Gestalt der Magnetisirungscurve bedingt. Bei gleich starker Magnetisirung der beiden Pole des Stahlmagnetes muss indess die gesammte elektromotorische Kraft, welche durch die Abnahme der durch den einen Pol erzeugten Polarisirung des Ankers erzeugt wird, unter allen Umständen gleich sein der elektromotorischen Kraft, welche bei der Zunahme der Magnetisirung desselben durch den anderen Pol hervorgerufen ist. Eine Ausmessung der diesen elektromotorischen Kräften entsprechenden Flächenräume *AEFB* und *BFGC* ergiebt auch diese Gleichheit wenigstens annähernd. (Sie verhalten sich wie 1591 : 1675.)

Nimmt man den leitenden Streifen des Commutators breiter, so sollte man stets die Summe aller Ströme erhalten, welche inducirt werden, während durch den Streifen die Bahn der Inductionsströme geschlossen wird. Da sich indess beim ersten Hinaufgleiten der die Leitung vermittelnden Feder auf den Streifen der Schliessungsextrastrom von den durch ihn fliessenden Inductionsströmen subtrahirt, so erscheinen dieselben mit wachsender Breite des Streifens etwas grösser, als man nach letzterer allein erwarten sollte. Der beim Abgleiten der Feder vom Streifen inducirte Oeffnungsextrastrom compensirt hierbei den Schliessungsstrom nicht ganz, da er sich nicht vollständig entwickeln kann.

Wollte man nach all diesen Angaben die Leistungen einer Magnetelektrisirmaschine mit denen einer Hydrosäule vergleichen, so müsste dies unter ganz bestimmten Bedingungen geschehen, nachdem man z. B. genau den Widerstand des Schliessungskreises der Maschine, die Stellung ihres Commutators, die Umdrehungsgeschwindigkeit ihres Ankers u. s. f. festgestellt hat. Erst dann kann man den Vergleich vornehmen, indem man z. B. den Strom der Magnetelektrisirmaschine durch den einer Hydrosäule compensirt, dafür aber einen dem Widerstand der letzteren gleichen Widerstand aus dem Schliessungskreise der ersteren ausschaltet.

714 Trotz des bedeutenden Einflusses der Extraströme auf den Verlauf der Ströme der Magnetelektrisirmaschine ist derselbe doch nicht so gross wie beim Oeffnen und Schliessen des Stromkreises einer mit einem Eisenkern versehenen Inductionsspirale, da die Aenderung des Magnetismus des Ankers doch bei ersterer langsamer vor sich geht und mithin die Intensität und Rückwirkung der Inductionsströme auf seinen Magnetismus geringer ist als in der Spirale. Ersetzt man daher z. B. bei der Dove'schen Maschine [1]) den Anker durch zwei leere und so verbundene Spiralen, dass die beim Drehen in ihnen erzeugten Inductionsströme sich aufheben, und legt nun in die eine Spirale ein Eisendrathbündel, in die andere einen massiven Eisenkern, so überwiegt der Strom der letzteren den der ersteren sowohl in der galvanometrischen und chemischen wie in der physiologischen und thermischen Wirkung, indem die Magnetisirung des massivens Kerns so viel bedeutender ist als die des Drathbündels, dass in diesem Fall die geringere verzögernde Wirkung der Extraströme in letzterem keinen sehr wesentlichen Einfluss hat. Auch bei Einlegen zweier gleicher Drathbündel in die Spiralen, von denen das eine in einer offenen, das andere in einer geschlossenen Blechröhre sich befindet, halten sich die Inductionsströme in denselben in allen Wirkungen ziemlich das Gleichgewicht. — Indess könnten diese Erscheinungen je nach der Einrichtung der Maschine sich auch mehr oder weniger verändern.

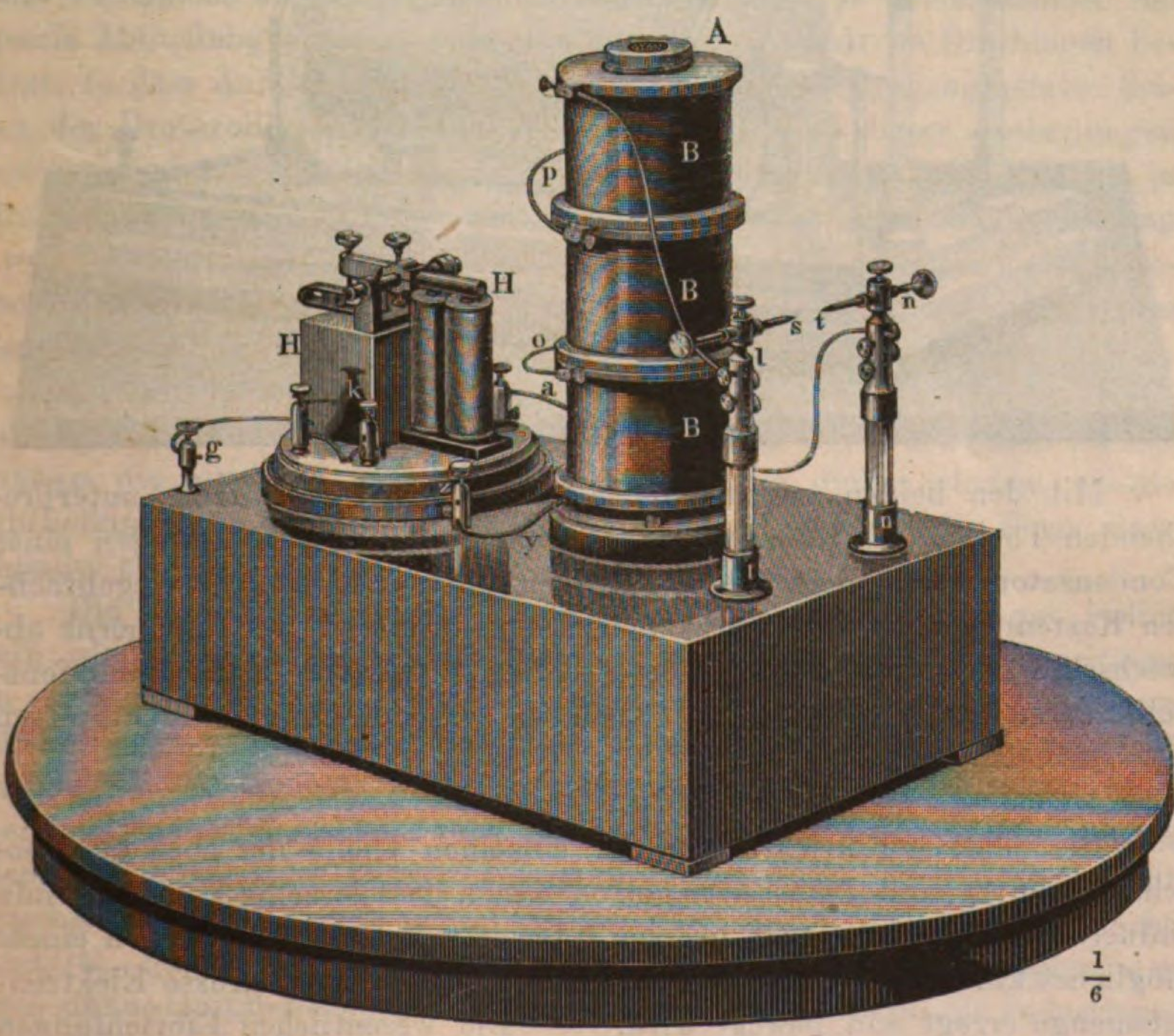
[1]) Dove, Pogg. Ann. Bd. LVI, S. 271, 1842.*

II. Elektromagnetische Inductionsapparate.

Statt der Stahlmagnete hat man auch Elektromagnete bei der Con- 715
struction der Magnetelektrisirmaschinen angewendet, und vor ihren Polen Anker rotiren lassen [1]). — Zweckmässiger würde man indess dann, wie es schon Pohl [2]) gethan, den mit Drathspiralen umgebenen Anker fest vor den Polen des Elektromagnetes liegen lassen und nur durch einen Commutator die Richtung des magnetisirenden Stromes wechseln.

Neuerdings sind diese elektromagnetischen Inductionsapparate sehr zweckmässig construirt worden, und namentlich Stöhrer [3]) und Ruhmkorff haben sie in den Fig. 329 und 330 abgebildeten Formen ausgeführt.

Fig. 329.

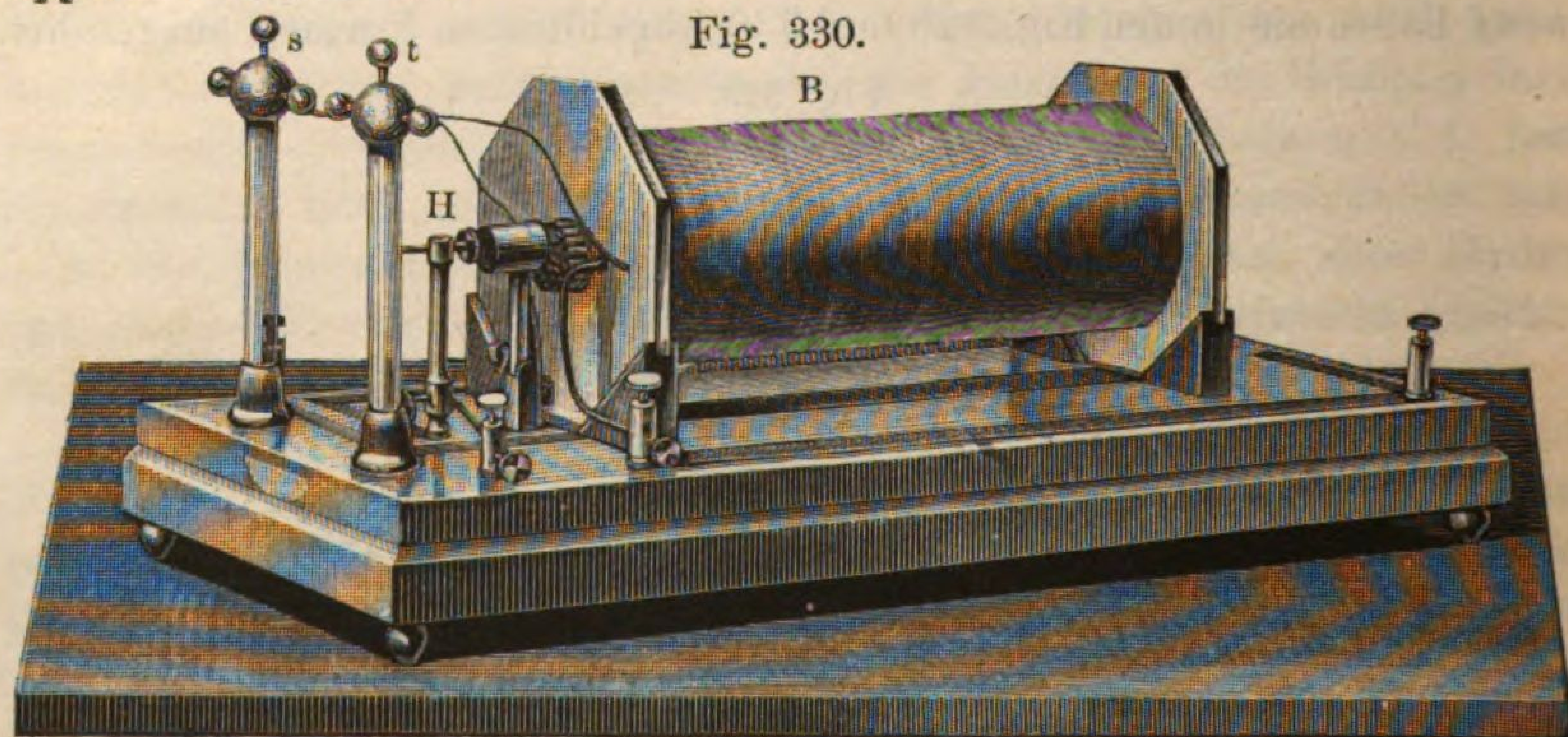


Diese Apparate bestehen im Wesentlichen aus einer verticalen oder horizontalen inducirenden Spirale A von dickerem Drath, über welche entweder direct eine zweite Spirale B von sehr langem dünnen Drath ge-

[1]) Ritchie, Phil. Trans. 1833. T. II, p. 321;* Pogg. Ann. Bd. XXXII, S. 539.* — [2]) Pohl, Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 185. 500, 1835.* — [3]) Stöhrer, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 104, 1856.*

wunden ist, oder über welche eine besondere Papp- oder Glasröhre geschoben wird, auf der letztere Spirale aufgewickelt ist. Dieselbe bildet entweder ein einziges Continuum von Drathwindungen oder besteht zweckmässiger aus mehreren nebeneinander liegenden Abtheilungen, die durch Klemmen *o*, *p* hintereinander verbunden werden. In die inducirende Spirale ist ein Bündel von lackirten oder geglühten Eisendräthen eingelegt. Der Strom in der inducirenden Spirale wird durch irgend eine Vorrichtung *H* unterbrochen oder umgekehrt. Man bedient sich hierzu meist der Einrichtung des Wagner'schen Hammers, der theils wie in dem Ruhmkorff'schen Apparat Fig. 330 direct mit dem Bündel Eisendrath verbunden ist, theils wie in Stöhrer's Apparat Fig. 329 gesondert neben dem Apparat sich befindet.

Fig. 330.



Mit den beiden gegeneinander hämmernden, den Strom unterbrechenden Theilen des Hammerapparates sind noch die Belegungen eines Condensators verbunden, welcher in dem unter dem Apparat angebrachten Kasten liegt. Der Apparat liefert dann während des Hammerns abwechselnd gerichtete Oeffnungs- und Schliessungsströme in der Inductionsrolle, deren Enden mit den auf Glasfüssen stehenden Kugeln oder Spitzen *s*, *t* verbunden sind.

716 Die näheren Einrichtungen der einzelnen Theile des eben kurz beschriebenen Apparates müssen so getroffen sein, dass derselbe kurz dauernde Inductionsströme von recht grosser Intensität liefert, dass also in einem möglichst kurzen Zeitraum in demselben eine möglichst grosse Elektricitätsmenge erregt und bewegt wird. — Die wesentlichen Einrichtungen hierzu sind namentlich folgende [1]:

1) Die Inductionsrolle. Da in derselben Elektricität entwickelt wird, welche an den einzelnen Stellen bedeutende Dichtigkeit besitzt, die von der Mitte des Drathes der Rolle gegen die Enden hin zunimmt, so müssen die Enden des Drathes auf entgegengesetzten Seiten der Rolle

[1] Vergl. vorzüglich Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 289, 1855.*

liegen, damit die mit den entgegengesetzten Elektricitäten am stärksten geladenen Theile des Drathes möglichst fern voneinander sich befinden.

Würde man die ganze Inductionsrolle in Lagen aufwickeln, so dass jede Lage die ganze Länge derselben einnähme, so würden auch hier in den übereinander befindlichen Lagen Stellen nebeneinander liegen, in denen die elektrische Dichtigkeit sehr verschieden ist, und so könnten leicht Funkenentladungen zwischen diesen Stellen stattfinden, welche die die Dräthe bedeckende isolirende Schicht durchbrechen. — Sehr vollständig wird dies bei der Methode von Ritchie [1]) verhindert, nach der er jedesmal den Drath an einer Stelle bis zu seiner völligen Dicke aufwindet und dann erst die benachbarte Stelle umwickelt. Zwischen die einzelnen Stellen wird jedesmal ein Ring von dünnem vulkanisirten Kautschuk geschoben und angekittet.

Wegen der Schwierigkeit der Ausführung dieser Bewickelung theilt man wenigstens die Inductionsrolle meist in mehrere nebeneinander liegende Abtheilungen, deren jede eine ungerade Anzahl von Drathlagen besitzt, so dass Anfang und Ende derselben stets an entgegengesetzten Seiten der Drathrolle liegen, und verbindet die Dräthe dieser Abtheilungen hintereinander. Mit Inductionsrollen von 73650 Fuss Drath, welche in drei Abtheilungen gewunden sind, erhält Ritchie [2]) so bei Anwendung zweier Bunsen'scher Elemente und Unterbrechung des inducirenden Stromes vermittelst eines Zahnrades zwischen den freien Enden des Drathes der Inductionsrolle Funken von 15 Zoll Länge in der Luft.

Da die inducirende Wirkung des Stromes der inducirenden Rolle auf die inducirte Rolle in der Mitte am grössten ist, würde man zweckmässig die mittleren Abtheilungen der letzteren dicker winden, als die Abtheilungen an den Enden, so dass die inducirte Rolle die Form einer Spindel erhielte.

Die Drathwindungen der inducirten Rolle müssen sehr gut isolirt sein, damit bei der plötzlichen Erregung sehr bedeutender Elektricitäten in ihr nicht Funken zwischen den einzelnen Windungen und nach aussen überschlagen. Man windet daher am besten den etwa $^1/_4{}^{mm}$ dicken, wohl mit Seide übersponnenen Drath auf einen beiderseits mit Glas- oder Guttaperchafassungen versehenen Glascylinder und tränkt die Umspinnung nach dem Aufwinden jeder Lage mit langsam trocknendem Schellackfirniss, mit geschmolzenem Wallrath oder Paraffin, oder einem Gemisch von Wachs und Oel. Zwischen je zwei Lagen legt man wohl noch ein Wachspapier oder eine dünne Guttaperchaplatte [3]). Am besten würde es sein, die Inductionsrolle mit einem flüssigen Isolator, z. B. Terpentinöl, zu tränken, damit, wenn ein Funken an irgend einer Stelle zwischen den Windungen überschlagen sollte, die Durchbrechungsstelle sogleich wieder ausgefüllt wird. Diesen

[1]) Ritchie, Phil. Mag. [4.] T. XIV, p. 239. 480, 1857.* — [2]) Ritchie, Phil. Mag. [4.] T. XV, p. 466, 1858.* — [3]) Bentley, Phil. Mag. [4.] T. XII, p. 519, 1857.*

Vorschlag Poggendorff's (l. c.) hat Jean[1]) mit gutem Erfolge ausgeführt.

Sinsteden[2]) löthet noch an das äussere Ende des inducirten Drathes ein 7 Fuss langes, 7 Zoll breites Stanniolblatt, welches beiderseits mit etwas breiterem Wachspapier belegt und so auf die Inductionsrolle gewunden wird. Indem sich in diesem Blatt eine grosse Menge der in der Spirale inducirten Elektricitäten anhäuft, zeigt sie daselbst stärkere Spannungserscheinungen. — Man muss endlich vermeiden, dass der Widerstand, den die zwischen den freien Enden der Inductionsrolle überspringenden Funken finden, grösser ist als der beim Uebergang durch die isolirende Schicht von einer Drathwindung zur anderen, da die letztere sonst leicht durchbrechen wird. Namentlich bei Erzeugung der Funken im lufterfüllten Raum wird man daher den Abstand der Elektroden der Inductionsrolle nie zu gross wählen dürfen.

717 2) Die inducirende Spirale oder Hauptrolle. Da der Raum meist gegeben ist, in welchen der Drath dieser Spirale hineinpassen soll, so kann man ihn beliebig dick wählen, und muss nur die Säule, welche den durch die Spirale geleiteten Strom erzeugt, stets so abändern, dass man des Maximum der inducirenden Wirkung erhält. Gewöhnlich nimmt man den Drath etwa 1^{mm} dick und wickelt ihn zweckmässig in zwei nebeneinander liegenden Windungsreihen auf.

Das in die Rolle gelegte Eisendrathbündel wird aus dünnem Drath gebildet. Die Dräthe brauchen nicht lackirt zu sein, sondern werden nur ausgeglüht, wodurch sie einmal weicher werden, sodann auch an ihrer Oberfläche eine genügend schlecht leitende Hülle erhalten. Dieselben werden nicht zu fest aneinander geschnürt; auch hat man nicht nöthig, allzu viele Dräthe anzuwenden.

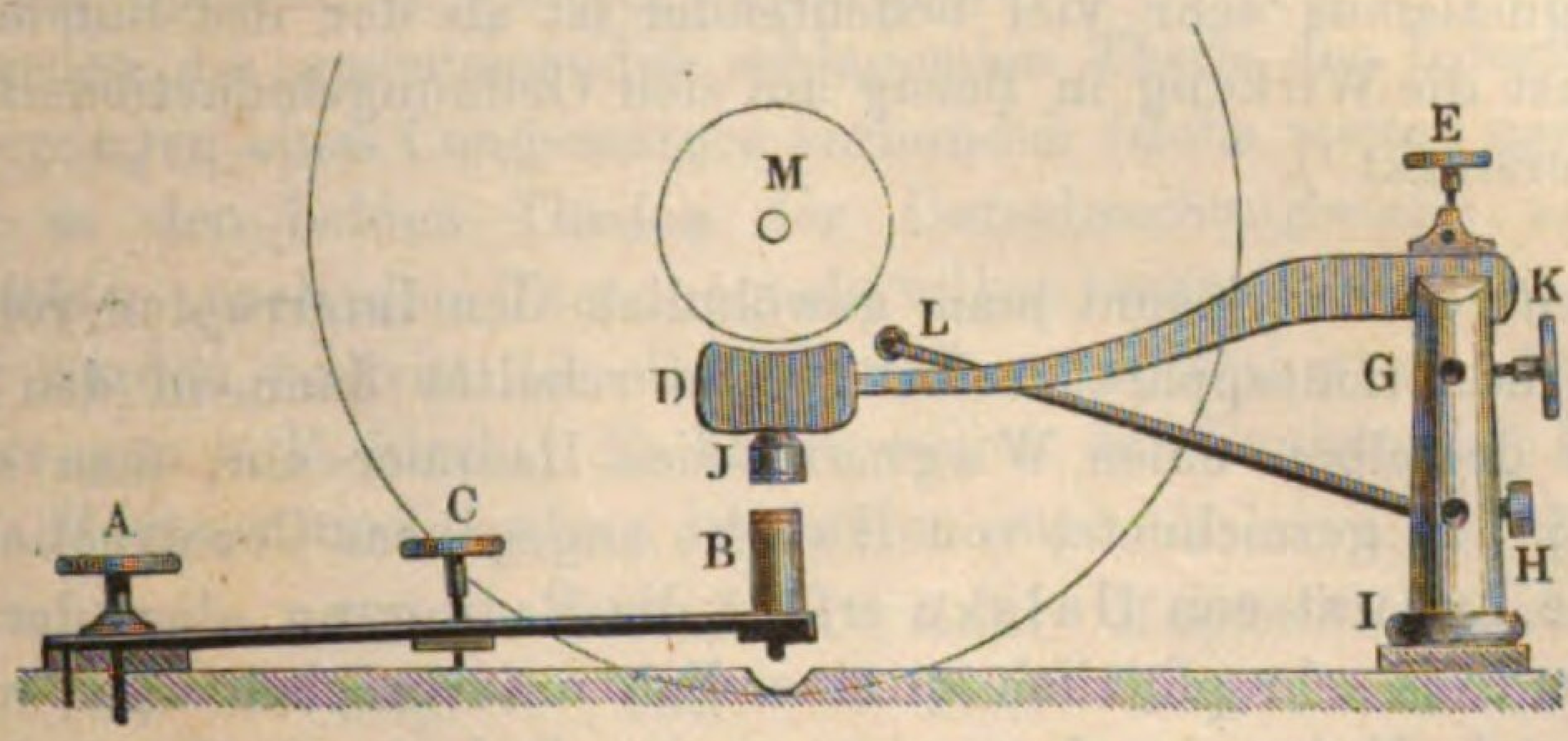
718 3) Die Unterbrechung des inducirenden Stromes wird meist mit Hülfe des Wagner'schen Hammers vorgenommen. Man kann hierbei einmal das Eisendrathbündel in der Hauptrolle selbst als Magnet benutzen, welcher den Hammer antreibt. — Auf diese Weise ist der zuerst von Ruhmkorff angegebene Interruptor, Fig. 331, construirt.

Es sei M das aus der inducirenden Spirale herausragende Ende des Eisendrathbündels, welches daselbst mit einem Eisenringe eingefasst ist. Ein Hebel ED von Metall bewegt sich in einem Lager auf dem metallenen Ständer IK, welcher durch Klemmschraube H mit dem einen Ende der inducirenden Rolle verbunden ist. Ein zwischen die Klemmschrauben E und G eingefügter dünner Silberdrath vermittelt die bessere Leitung zwischen DE und KI. An dem unter M befindlichen Ende des Hebels ist eine Eisenplatte D befestigt, welche unten die Platinplatte J

1) Jean, Compt. rend. T. XLVI, S. 186, 1858.* — 2) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 359, 1855.*

trägt. Diese liegt auf einer zweiten, durch die Feder $A B$ getragenen Platinplatte B auf. Feder $A B$ kann durch die Schraube C gehoben und

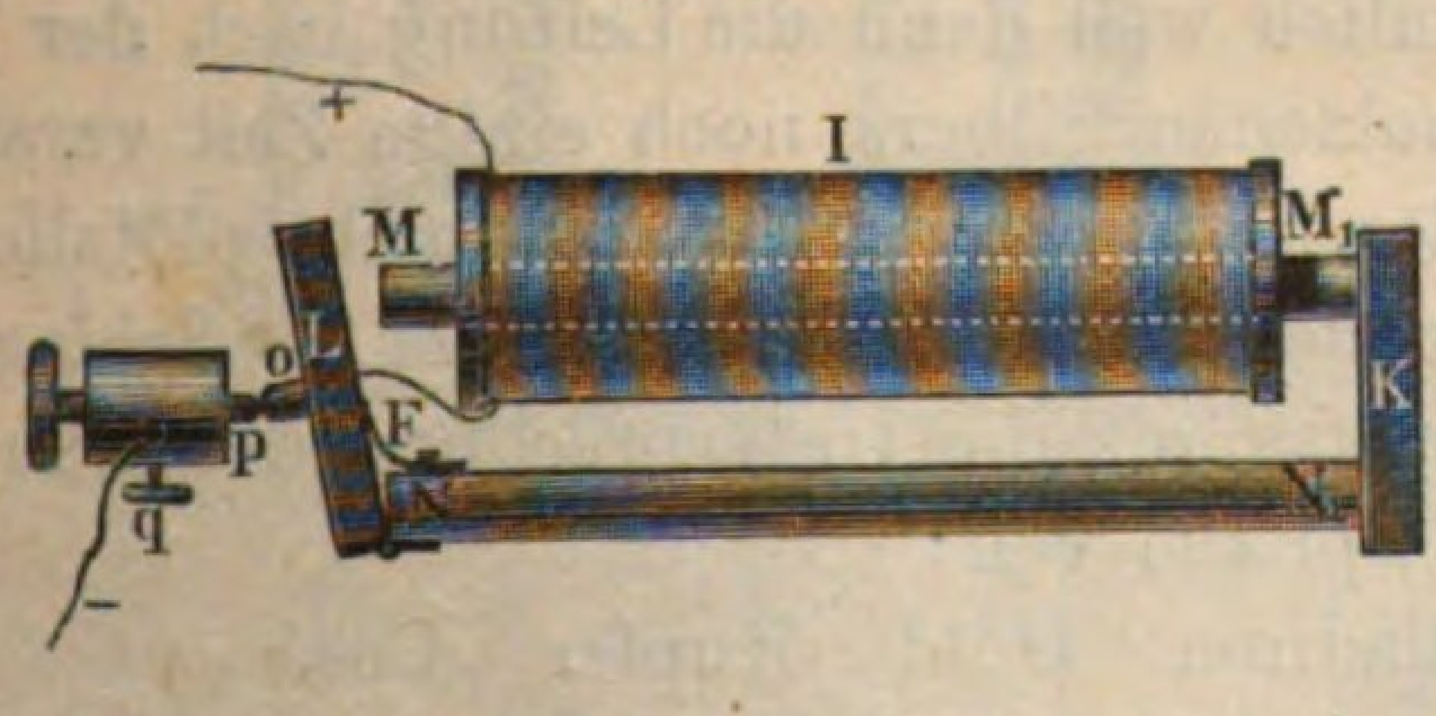
Fig. 331.



gesenkt werden; dieselbe wird mit dem einen Pol der Säule, das freie Ende der inducirenden Spirale mit dem anderen Pol der letzteren verbunden. Dann hebt sich durch die Magnetisirung von M das Eisenstück D an Hebel $D E$ gegen M und unterbricht den inducirenden Stromkreis zwischen B und J. Hebel $D E$ fällt wieder herunter und schliesst den Stromkreis von Neuem u. s. f. — Der Fig. 330 gezeichnete Interruptor ist ganz ähnlich construirt, nur dass sich die Platte D vor dem Drathbündel M befindet.

Viel zweckmässiger würde man bei dieser Art der Unterbrechung, wie es im Wesentlichen von Sinsteden [1]) angegeben ist, neben die Inductionsrolle I, Fig. 332, ein dem Eisendrathbündel M gleiches und ihm paralleles Drathbündel hinlegen und die einen Enden M_1 und N_1 der beiden Bündel durch ein Querstück K von Eisen verbinden. Die Enden M und N werden mit Eisenplatten belegt. Um ein am Ende N des Drathbündels $N N_1$ angebrachtes Charnier bewegt sich dann ein eiserner, als Anker dienender Stab L, der durch die Feder F oder eine zwischen ihn und das Ende N des Bündels $N N_1$ geklemmte Kautschukplatte von dem Ende M des Bündels $M M_1$ fortgedrückt wird.

Fig. 332.



Auf den Anker L ist die Platinspitze o gelöthet, welche mit dem einen Ende der inducirenden Spirale verbunden ist. Durch die Feder F wird dieselbe gegen eine zweite Platinspitze p gedrückt, die durch die Klemmschraube q, ebenso wie das freie Ende der inducirenden Spirale mit den Polen der Säule in Verbindung steht [1]). Bei den nun erfolgenden Oscillationen des Ankers wird derselbe stets durch die Feder F oder die die-

[1]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 366, 1855.*

selbe ersetzende Kautschukplatte sehr schnell von dem Ende M des Eisendrathbündels MM_1 getrennt und so der temporäre Magnetismus des geschlossenen Eisenkreises MM_1KNN_1L plötzlich vernichtet. Da dieser Magnetismus sehr viel bedeutender ist als der des Bündels MM_1 allein, so ist die Wirkung in Bezug auf den Oeffnungsinductionsstrom bedeutend verstärkt [1]).

719 In neuerer Zeit trennt man gewöhnlich den Interruptor vollständig von dem Inductionsapparat selbst. Man schaltet dann in den Schliessungskreis desselben einen Wagner'schen Hammer ein, dem man die Fig. 247, §. 545 gezeichnete, von Halske angegebene Construction giebt.

Dieser Apparat von Halske erfüllt die Bedingung, dass der inducirende Stromkreis sehr plötzlich zu einer Zeit unterbrochen wird, wo schon die oscillirende Feder des Interruptors eine bedeutende Geschwindigkeit erlangt hat. Die in der kurzen Zeit dieser Unterbrechung inducirte elektromotorische Kraft des Oeffnungsinductionsstromes ist also sehr bedeutend; die Anhäufung freier Elektricitäten an den Enden der Inductionsspirale und die physiologischen Wirkungen derselben sind höchst kräftig. — Ist indess die Oscillationsgeschwindigkeit der Zunge des Hammers allzu schnell, so erhält man keine sehr intensiven Inductionsströme, da der dann bei der jedesmaligen Schliessung des inducirenden Stromkreises gebildete Extrastrom noch nicht völlig ablaufen kann, und so der Eisenkern nicht das Maximum seiner Magnetisirung erhält und auch der inducirende Strom nicht bis zum Maximum der Intensität anwächst. Ist dies letztere erfolgt, so ist eine möglichst schnelle Trennung der oscillirenden Theile der Unterbrechungsapparate nöthig, um den Oeffnungsstrom recht kurz andauernd und intensiv zu erhalten [2]).

Bestehen die gegeneinander schlagenden Theile des Interruptors statt aus Platin, aus anderen Metallen, z. B. aus Silber, so beobachtet man nach Sinsteden [4]) an der Inductionsspirale sehr viel geringere Spannungserscheinungen, wahrscheinlich weil dann die Leitung nach der Trennung durch Theilchen geschmolzenen Silbers noch einige Zeit vermittelt wird und die Unterbrechung des inducirenden Stromes nicht plötzlich genug vor sich geht. — So fand auch Rijke (l c.) im Mittel die Schlagweite der Funken des inducirten Drathes, als die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschah zwischen Spitzen von:

Platin	Silber	Palladium	Gold	Kupfer	Coaks
13^{mm}	9,2	8,1	2,3	4,7	0,5.

[1]) Statt die Drathbündel hierbei hinten durch das Eisenstück K zu verbinden, legt Sinsteden auch gegen ihre Enden M_1 und N_1 die Pole eines starken hufeisenförmigen Stahlmagnetes in der Art, dass bei der Magnetisirung der Drathbündel durch den Strom ungleichnamige Pole des Stahlmagnetes und der letzteren einander gegenüberstehen. — [2]) Grove, Phil. Mag. [4.] Vol. IX, p. 2, 1855;* Rijke, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 67, 1856.* — [4]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 481, 1852.*

Wird der Anker des Interruptors mit stärkerer Kraft, z. B. durch Gewichte oder starke Federn von dem Magnet fortgedrückt, so geschieht bei Erregung desselben die Unterbrechung schneller, und der Einfluss des Metalls der Spitzen ist weniger bemerkbar.

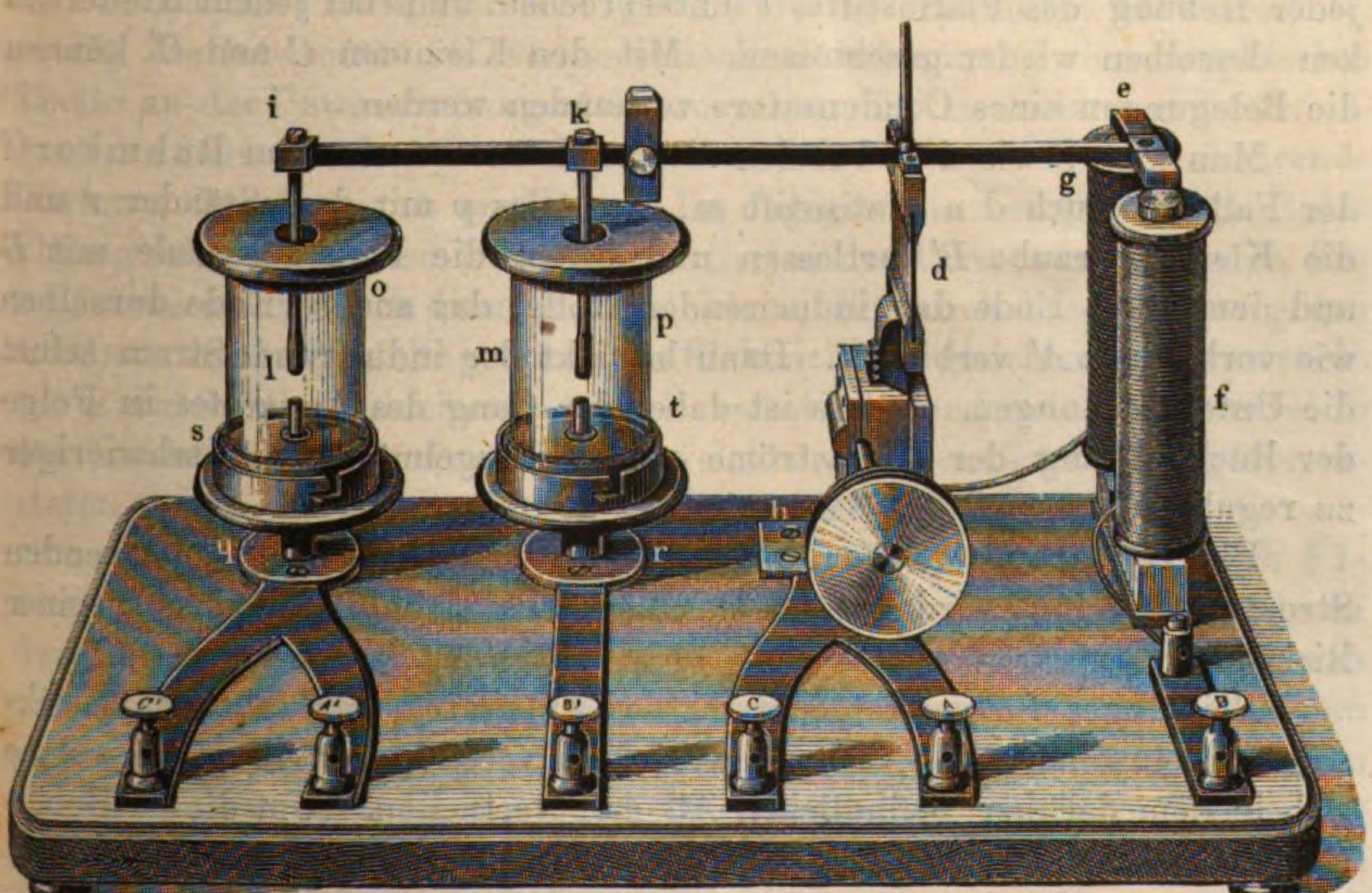
Werden die gegeneinander schlagenden Theile des Interruptors mit den Belegungen eines Condensators verbunden (siehe weiter unten), durch den die an den beiden Theilen der Unterbrechungsstelle angehäuften Elektricitäten nach der Trennung derselben schnell von ihnen fortgenommen werden, so tritt derselbe ebenfalls weniger hervor. Nach Rijke (l. c.) betrugen z. B. hierbei die Schlagweiten der Funken der Inductionsrolle, als Hammer und Amboss bestanden aus:

Platin	Silber	Palladium	Gold	Kupfer	Coaks
14^{mm}	13,9	13,7	13	12,5	0,9.

In einer sehr zweckmässigen Weise wird die Schnelligkeit der Unterbrechung des inducirenden Stromes ohne einen allzu schnellen Gang des Hammerapparates gesteigert, wenn man nach Poggendorff's (l. c.) Vorschlag schlecht leitende Flüssigkeiten zwischen die in Contact kommenden Theile des Interruptors bringt. — Der dazu erforderliche Hammerapparat wird jetzt von Ruhmkorff nach dem Vorgange von Foucault [1]) im Wesentlichen meist in folgender Art construirt. 720

Vermittelst einer Zahnstange mit Trieb, Fig. 333 lässt sich in einer

Fig. 333.



1) Foucault, Compt. rend. T. XLIII, p. 44, 1856.*

Metallhülse *h* eine verticale Stahlfeder *d* auf- und niederstellen, welche oberhalb den horizontalen Hebel *gki* trägt. Auf diesen ist einerseits bei *g* der Eisenstab *e* aufgeschraubt, welcher als Anker zu dem Elektromagnet *f* dient. Andererseits trägt der Hebel zwei Platinstifte *l* und *m*, welche in die Gläser *o* und *p* eintauchen. Diese können zum Theil mit Quecksilber gefüllt werden, in welches die Enden der Platinstifte eintauchen, und das mit einer Schicht von Alkohol bedeckt wird. Die Gläser sind auf Messingschrauben aufgekittet, welche in den messingenen Ständern *q* und *r* auf- und niedergeschraubt werden können. Die Boden der Gläser sind durchbohrt und in die Durchbohrungen Platinstifte *s* und *t* eingekittet, die mit den Messingschrauben leitend verbunden sind. Die Ständer *q* und *r* sind durch Kupferblechstreifen mit den Klemmschrauben *A'* und *C'* sowie *B'*, die Metallhülse *h* ist mit den Klemmschrauben *C* und *A*, endlich das eine Ende des Drathes auf dem Elektromagnet *f* mit der Hülse *h*, das andere Ende desselben mit der Klemmschraube *B* verbunden. Die beiden Pole eines einzelnen Grove'schen Elementes werden mit den Klemmen *B* und *B'* verbunden. Der durch *B' r, t, m, k, d*, durch die Spirale von *f* nach *B* fliessende Strom setzt den Hebel *gki* wie bei dem Wagner'schen Hammer in oscillirende Bewegungen. Wird nun der eine Pol einer stärkeren Säule (2 bis 6 Grove'sche oder Bunsen'sche Elemente) mit Klemme *A*, der andere Pol mit dem einen Ende der inducirenden Rolle des Ruhmkorff'schen Apparates, das andere Ende derselben mit Klemme *A'* verbunden, so wird der Strom in derselben bei jeder Hebung des Platinstiftes *l* unterbrochen und bei jedem Niedersinken desselben wieder geschlossen. Mit den Klemmen *C* und *C'* können die Belegungen eines Condensators verbunden werden.

Man kann, wie dies bei den älteren Interruptoren von Ruhmkorff der Fall ist, auch den Platinstift *m*, das Glas *p* mit dem Ständer *r* und die Klemmschraube *B'* fortlassen und direct die Pole der Säule mit *B* und dem einen Ende der inducirenden Rolle, das andere Ende derselben wie vorher mit *A'* verbinden. Dann bewirkt der inducirende Strom selbst die Unterbrechungen. Indess ist dabei der Gang des Apparates in Folge der Rückwirkung der Extraströme weniger regelmässig und schwieriger zu reguliren.

Ein Gyrotrop, welcher in den Schliessungskreis des inducirenden Stromes eingefügt wird, gestattet eine abwechselnde Umkehrung seiner Richtung.

Bei länger fortgesetztem Spiel des Apparates zerstäubt das Quecksilber in einzelne kleine, schwer wieder zu vereinigende Tropfen, welche sich in dem darüber befindlichen Alkohol vertheilen. Um diesen Uebelstand zu vermeiden, kann man das Quecksilber durch ein specifisch schwereres, flüssiges Platinamalgam ersetzen.

Callan [1]) nimmt statt des Quecksilbers und Alkohols eine mit Oel

[1]) Callan, Phil. Mag. [4.] T. XV, p. 255. 1858.*

übergossene amalgamirte Kupferplatte und macht den Hebelarm, der den auf dieselbe schlagenden Kupferstab trägt, 6 bis 7 Zoll lang, um ihm eine grössere Elongation zu geben.

Die Verstärkung der in der Zeiteinheit erhaltenen Intensität der Inductionsströme oder der an den Enden der inducirten Spirale in der Zeiteinheit angehäuften Elektricitätsmengen, d. i. ihrer freien Spannung daselbst, durch die Zwischenbringung schlecht leitender Flüssigkeiten zwischen die metallischen Enden der Unterbrechungsstelle des inducirenden Stromes besteht in der Beschleunigung seiner Unterbrechung und dadurch erfolgenden Verringerung der Dauer des Oeffnungsinductionsstromes in der Inductionsspirale. Bei der Trennung der einander berührenden Metalltheile entsteht zwischen ihnen ein Oeffnungsfunken, welcher durch die zugleich sich bildenden Extraströme verstärkt wird, und der die Bildung eines kleinen Lichtbogens einleitet. Dieser vermittelt die Verbindung der getrennten Theile noch einige Zeit bis zu einer weiteren Entfernung, so dass der inducirende Strom nur langsam verschwindet. Tritt aber eine schlecht leitende Flüssigkeit, z. B. Alkohol, zwischen die getrennten Theile, so kann dieser Lichtbogen nicht zu Stande kommen. Durch die Flüssigkeit gleichen sich die Elektricitäten, welche in Folge des inducirenden Stromes und des bei seiner Oeffnung in der inducirenden Rolle erzeugten Extrastromes an der Unterbrechungsstelle angehäuft sind, schnell aus und der Strom in derselben Rolle wird auf ein Minimum reducirt, welches von dem Leitungswiderstande der Flüssigkeit abhängt.

Leitet die Flüssigkeit sehr gut, wie z. B. verdünnte Schwefelsäure, so ist die Intensität des Stromes nach der Trennung der metallischen Theile an der Unterbrechungsstelle zu gross, die Verminderung der Intensität des inducirenden Stromes zu klein, als dass eine starke inducirende Wirkung desselben sich ergäbe. — Ist dagegen die Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit zu klein, so können sich die bei der Trennung gebildeten Extraströme nicht durch dieselbe ausgleichen; die durch diese Ströme gegen die Unterbrechungsstelle getriebenen Elektricitäten gleichen sich dann rückwärts durch die inducirende Spirale selbst aus und induciren hierbei in der Inductionsspirale einen Strom, welcher dem bei der Oeffnung der ersteren Spirale inducirten entgegengerichtet ist und ihn schwächt [1]).

Ganz ebenso wie eine schlecht leitende Flüssigkeit wirkt nach Fizeau's [2]) Angabe die Verbindung der von einander getrennten Theile an der Unterbrechungsstelle durch einen langen dünnen Drath. — Ebenso wirkt auch die Verdünnung der Luft zwischen denselben, wenn man den ganzen Unterbrechungsapparat, als welchen man dann den Halske'schen Hammer verwenden kann, im Vacuo arbeiten lässt [3]). Hier ersetzt die verdünnte Luft die schlecht leitende Flüssigkeit. Dabei werden aber die

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 320. 1855.* — [2]) Fizeau, Compt. rend. T. XXXVI, p. 419. 1853;* Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 173.* — [3]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 156. 1855.*

gegeneinander federnden Platintheile des Interruptors stark angegriffen. Namentlich wirkt dieses Hülfsmittel, wenn die inducirende Rolle aus kurzem und dickem Drathe besteht.

In ähnlicher Art verstärkt auch ein, der Unterbrechungsstelle genäherter Magnet die Inductionswirkung in der Zeiteinheit, da derselbe nach den Untersuchungen von Rijke [1]) den sich bildenden Lichtbogen zur Seite treibt und schneller unterbricht. Der Funken ist dann von einem stärkeren Geräusch begleitet [2]).

721 In einer ganz anderen Art erreicht man dieselben Zwecke durch Verbindung der Belegungen eines Condensators mit den beiden metallischen Theilen der Unterbrechungsstelle. Derselbe ist zuerst von Fizeau (l. c.) angegeben worden. Er besteht je nach der Construction der übrigen Theile des Apparates aus einem dünnen Glimmerblatt oder einem Stück Wachspapier von etwa 10^{ctm} Länge und 6 bis 8^{ctm} Breite, welches beiderseits nach Art einer Franklin'schen Tafel mit Stanniol belegt ist, oder aus einem langen, z. B. 10^{ctm} breiten, 1^{m} langen Streifen von stark gefirnisstem Papier oder Wachspapier, welches beiderseits mit Stanniol belegt ist. Ruhmkorff construirt denselben in der Weise, dass er etwa 20 bis 30 Stanniolblätter von etwa 20^{ctm} Breite und 30 bis 40^{ctm} Länge abwechselnd mit etwas grösseren Blättern von Wachspapier übereinander schichtet, so dass die abwechselnden schmalen Enden der aufeinander folgenden Stanniolblätter über die entgegengesetzten Seiten der Wachspapiere hinüberragen. Sie werden daselbst umgeknifft und zusammengepresst. Auf diese Weise stellen die Stanniolblätter zwei grosse Metalloberflächen dar, welche durch Wachspapier von einander getrennt sind. Auch kann man eine Anzahl mit einander verbundener Franklin'scher Tafeln von dünnem Glase als Condensator verwenden.

Durch die Verbindung der beiden metallischen Punkte, an denen die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschieht, mit den Oberflächen des Condensators, wird die Dichtigkeit der daselbst bei der Unterbrechung sich aufhäufenden freien Elektricitäten vermindert, indem sie sich auf den Flächen des Condensators ansammeln. Der durch den Oeffnungsfunken eingeleitete, durch jene Elektricitäten gebildete Lichtbogen, welcher sonst noch einige Zeit die Leitung vermitteln würde, kann daher nicht zu Stande kommen. Die Unterbrechung geschieht daher schneller, der Oeffnungsstrom in der Inductionsspirale entwickelt sich in kürzerer Zeit. Der Oeffnungsfunken wird auf diese Weise geschwächt. Wird dann wiederum der Stromkreis an der Unterbrechungsstelle geschlossen, so entladet sich der Condensator durch dieselbe wieder; man bemerkt daselbst einen starken Funken bei der Schliessung [3]).

Je kräftiger der Condensator die freien Elektricitäten an der Unter-

[1]) Rijke, Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 166. 1853.* — [2]) Page, Phil. Mag. [4] Vol. I, p. 170. — [3]) Vergl. Rijke, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 67. 1856;* Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 353. 1855.*

brechungsstelle bindet, desto mehr vermindert sich die Helligkeit des Oeffnungsfunkens, desto heller wird aber der bei der nachher folgenden Schliessung stattfindende Entladungsfunken. Daher wird bei sehr schwacher, ebenso wie bei sehr starker Wirkung des Condensators die Helligkeit der einen oder anderen Funken am bedeutendsten sein; bei einer mittleren aber geringer. — Die Entladungsfunken sind namentlich bei kleineren Condensatoren sehr hell und sehr heiss, da dann die Dichtigkeit der auf dem Condensator aufgehäuften Elektricitäten bedeutend ist. Die Hitze dieser Funken kann so bedeutend sein, dass, wenn die Unterbrechung zwischen Platinspitzen geschieht, wie bei Anwendung des Halske'schen Hammers als Interruptor des inducirenden Stromkreises, dieselben zusammengeschweisst werden [1]).

Verbindet man den Condensator durch einen 40 bis 50^{m} langen, dünnen (etwa $0{,}5^{mm}$ dicken) Neusilberdrath mit der Unterbrechungsstelle, so wird die Entladungszeit desselben vergrössert und so die Hitze der Funken verkleinert, das Zusammenschweissen der Platinelektroden wird vermieden. Zugleich wird aber auch die Ladungszeit des Condensators gesteigert und seine die Zeitdauer der Inductionsströme verkürzende Wirkung verringert [2]).

Da die beim Aufheben der Leitung des inducirenden Stromes an der Unterbrechungsstelle auftretenden Elektricitäten hauptsächlich in Folge des dabei inducirten Extrastromes sich bilden, so wirkt der Condensator um so kräftiger, je stärker dieser Strom hervortritt; desto grösser muss aber auch seine condensirende Oberfläche sein. Dies ist z. B. der Fall, wenn die Intensität des inducirenden Stromes gross ist und der Drath der inducirenden Rolle eine grosse Länge besitzt. — Ist ferner die Inductionsrolle aus einem sehr langen und dünnen Drath gewickelt, so wirkt der in derselben beim Oeffnen der inducirenden Rolle erzeugte Inductionsstrom auf letztere zurück und erzeugt in ihr einen starken Extrastrom. Auch hier verstärken grosse Condensatoren die Wirkung bedeutender als kleinere.

Der Condensator wirkt dagegen weniger, wenn die Unterbrechung des inducirenden Stromes sonst schon auf eine andere Art bedeutend beschleunigt ist; so z. B. wenn die Unterbrechung unter Wasser oder Alkohol geschieht (wobei indess doch noch eine Wirkung des Condensators wahrzunehmen ist), oder noch weniger, wenn sie im luftverdünnten Raume vor sich geht.

Wenn auch nach den vorherigen Angaben die Zeit der Bildung der Inductionsströme durch den Condensator verkürzt, ihre in der Zeiteinheit entwickelte elektromotorische Kraft also in demselben Verhältniss gesteigert wird, und ebenso ihre Fähigkeit, Funkenentladungen (namentlich in gewöhnlicher Luft, die einen grösseren Widerstand darbietet als ver-

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 316. 1855.* — [2]) Poggendorff l. c.; vergl. Riess, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 355. 1854.*

dünnte) und physiologische oder mechanische Wirkungen hervorzubringen, verstärkt wird, so ändert die Anwendung desselben selbstverständlich die Gesammtmengen der bei der Oeffnung oder Schliessung des inducirenden Kreises in der Inductionsrolle inducirten elektromotorischen Kraft nicht, da diese in allen Fällen dem völligen Entstehen oder Verschwinden des inducirenden Stromes und des Magnetismus des Eisenkernes entspricht. — Dies kann man auch beobachten, wenn man in den Schliessungskreis der Inductionsrolle ein Galvanometer einschaltet. Bei einmaligem Oeffnen oder Schliessen des inducirenden Stromes erhält man dann in beiden Fällen gleiche Ausschläge, mag der Condensator mit den Elektroden der Unterbrechungsstelle verbunden sein oder nicht [1]).

722 Die Wirkungen des beschriebenen Inductionsapparates unterscheiden sich wesentlich von denen der Magnetelektrisirmaschinen. Bei den letzteren geht die Annäherung und Entfernung der rotirenden, mit den Inductionsrollen umwickelten Anker zu und von den Polen des Magnetes mit stets gleicher Geschwindigkeit vor sich. Die dem Auftreten und Verschwinden des Magnetismus in den Ankern entsprechenden inducirten Ströme, welche eine entgegengesetzte Richtung haben, werden daher nicht nur eine gleiche Gesammtintensität besitzen, sondern es werden auch die in correspondirenden Zeiteinheiten in beiden Fällen inducirten Elektricitätsmengen ebenso wie auch die Dichtigkeiten der abwechselnd an dem einen oder anderen Ende der Inductionsspirale angehäuften Mengen positiver und negativer Elektricität gleich sein.

Anders verhält es sich bei dem zuletzt beschriebenen elektromagnetischen Inductionsapparate. Bei diesem bildet sich bei der Schliessung des inducirenden Stromes in der inducirenden Spirale ein geschlossener Kreis, in welchem sich der Anfangsextrastrom entwickelt, wobei zugleich die Magnetisirung des Eisenkernes verzögert wird. Bei der Schliessung wird also die elektromotorische Kraft während einer längeren Zeitdauer inducirt, sie ist in jeder Zeiteinheit kleiner. Beim Oeffnen des inducirenden Stromes bildet sich dagegen kein solcher geschlossener Kreis, die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschieht plötzlich, der Oeffnungsstrom in der inducirenden Spirale verfliesst schnell, was auch noch durch die besonderen, §. 719 bis 721 beschriebenen Hülfsmittel befördert wird; der hierbei inducirte Oeffnungsstrom in der Inductionsspirale entwickelt sich in sehr kurzer Zeit; er besitzt also bei gleicher Gesammtintensität in der Zeiteinheit eine grössere elektromotorische Kraft oder „Spannung" als der Schliessungsstrom.

Verbindet man daher zunächst die Enden der Inductionsrolle unmittelbar miteinander und schaltet in ihren Schliessungskreis ein Galvanometer ein, so zeigt dasselbe die durch die abwechselnde Wirkung der entgegengesetzt gerichteten Oeffnungs- und Schliessungsströme bewirkte dop-

[1]) Vergl. Poggendorff l. c.

pelsinnige Ablenkung. — In einem Voltameter werden durch diese Ströme Sauerstoff und Wasserstoff an beiden Elektroden entwickelt; aus Jodkaliumkleister wird ebenso beiderseits Jod abgeschieden [1]).

Schaltet man aber zwischen die Enden der Inductionsrolle einen Körper von sehr grossem Widerstand ein, verbindet man sie z. B. mit zwei kleinen Metallplatten, zwischen die man ein Stück trockenes Fliesspapier gelegt hat, so zeigt das in den Stromkreis der Inductionsrolle eingeschaltete Galvanometer eine stetige Ablenkung nach der einen Seite, welche angiebt, dass nur der beim Oeffnen der Hauptrolle inducirte Strom durch die Papierschicht hindurchgegangen ist [2]).

Aehnliche Unterschiede ergeben sich, wenn die von den Enden der Inductionsrolle ausgehenden Dräthe in einiger Entfernung in der Luft einander gegenüberstehen. Auch hier kann hauptsächlich nur der Oeffnungsstrom unter Funkenbildung übergehen; ein in den Stromkreis eingeschaltetes Galvanometer zeigt jetzt die diesem letzteren entsprechende Ablenkung (das Nähere siehe im folgenden Capitel).

Um stärkere Wirkungen als durch einen einzelnen Inductionsapparat 723
zu erzielen, leitet Foucault [3]) den Strom einer Säule in zwei Zweigen durch die inducirenden Rollen zweier Ruhmkorff'schen Apparate nebeneinander, und unterbricht dieselben durch zwei Interruptoren, während zwischen denselben und den Rollen ein Drath die Verbindung zwischen letzteren herstellt. Die Inductionsrollen werden hintereinander verbunden.

Auf diese Weise wirken die Interruptoren gleichzeitig, und die Wirkung der Inductionsströme, z. B. bei der Funkenentladung ist sehr bedeutend erhöht. Dabei vermehren sich die Wirkungen der Extraströme in den einzelnen Maschinen nicht, wie wenn sie hintereinander zu einem nur durch einen Interruptor unterbrochenen Kreise, also gewissermassen zu einer grösseren Maschine verbunden wären. Es wächst also, wenn man die Inductionsrollen der Apparate hintereinander verbindet, die elektromotorische Kraft proportional der Zahl der Maschinen. — Bei Anwendung von mehr als zwei Maschinen bieten sich indess in der Verbindung derselben manche Schwierigkeiten dar.

Werden die primären inducirenden Rollen zweier Inductionsapparate A und B hintereinander verbunden, die Inductionsrollen aber getrennt gelassen, und aus der Rolle von A Funken gezogen, so wird, wenn die Rolle von B ungeschlossen bleibt, der Funkenstrom durch Einschiebung eines Drathbündels in B geschwächt, er tritt aber in früherer Stärke hervor, wenn man die Inductionsrolle von B metallisch schliesst.

[1]) Für diese Zwecke hat man auch die Richtung der Inductionsströme gleich zu machen gesucht, indem man mit dem Interruptor noch einen eigenen Commutator verband. Die nähere Einrichtung dieses noch wenig angewandten Apparates von Heidenreich s. Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 275. 1856.* — [2]) Poggendorff l. c. S. 309.* — [3]) Foucault, Compt. rend. T. XLII, p. 215. 1856.*

Umgekehrt, werden die inducirenden Rollen von *A* und *B* nebeneinander verbunden, so verstärkt die Einschiebung des Eisenbündels in *B* die Funken der Inductionsrolle in *A* und die metallische Schliessung der Inductionsrolle von *B* hebt die Verstärkung auf.

Der Grund liegt hier in dem, beim Oeffnen der inducirenden Spirale entstehenden Extrastrom, welcher den Verlauf des Inductionsstromes der inducirten Spirale verzögert, indem er noch anwächst, während der inducirende Strom aufhört. Bei Hintereinanderverbindung der inducirenden Rollen beider Apparate wird dieser Extrastrom verstärkt, wenn man in die inducirende Spirale von *B* einen Eisenkern einlegt, und so wird die Funkenbildung durch die Inductionsströme von *A* geschwächt [1]). Sind aber die Apparate nebeneinander verbunden, so fliesst der Extrastrom der inducirenden Spirale *B* in der Spirale *A* dem in letzterer inducirten Extrastrome entgegen, schwächt ihn und verstärkt so die Funkenwirkung. Wird die Inductionsspirale von *B* metallisch geschlossen, so inducirt der in ihr entstehende Strom rückwärts in der inducirenden Spirale von *B* einen dem inducirenden entgegengerichteten Strom, so dass in allen Fällen hierdurch die Wirkung des Drathbündels in derselben vermindert wird.

[1]) Poggendorff l. c. S. 332.*

Fünftes Capitel.

Spannungserscheinungen und Funkenentladung der Inductionsströme.

I. Spannungserscheinungen an den Enden der geöffneten Inductionsspiralen.

Versucht man auf irgend eine Weise in einer, aus einem langen dünnen Drath gewundenen Inductionsspirale, deren Enden nicht miteinander verbunden sind, Inductionsströme zu erregen, sei es, indem man einen Magnet der Spirale abwechselnd nähert und denselben von ihr entfernt, sei es, dass man durch eine in die Inductionsspirale hineingesteckte inducirende und mit Eisendrathbündeln gefüllte Spirale einen unterbrochenen Strom leitet, so beobachtet man an den isolirten Enden der Inductionsspirale Zeichen der Anhäufung von freier Spannungselektricität. 724

Indirect ist diese Erscheinung von du Bois-Reymond [1]) durch die Zuckungen eines Froschpräparates nachgewiesen worden.

Verbindet man den Nerv eines präparirten Froschschenkels mit dem einen Ende eines Inductionskreises und leitet entweder den Schenkel oder das andere Ende des Kreises zum Erdboden ab, so zuckt jedesmal der Schenkel, wenn durch irgend ein Mittel in dem Kreise eine elektromotorische Erregung inducirt wird, die bei völliger Schliessung einen Inductionsstrom in ihm erregen würde. Diese Zuckungen treten auch ein, wenn der Nerv unterbunden oder durch einen feuchten Papierstreif mit dem Ende des metallischen Leiters verbunden wird. Sie zeigen sich, mag nun der Inductionsstrom durch eine doppelte Drathrolle mit oder ohne Eisendrathbündel oder eine Magnetelektrisirmaschine erzeugt wer-

[1]) Du Bois-Reymond, Jahresbericht 1845. S. 538.* Untersuchungen Bd. I, S. 429.*

den. Du Bois-Reymond bezeichnet diese Zuckungen mit dem Namen der unipolaren Inductionszuckungen.

Sind beide Enden des Inductionskreises sehr vollständig isolirt, so tritt keine Zuckung des Froschschenkels ein.

Da ein Froschschenkel einige Zeit nach dem Tode vorzüglich bei dem Beginn eines in seinem Nerven absteigenden, und auch bei dem Aufhören eines in demselben aufsteigenden Stromes zuckt, nicht aber, oder sehr viel schwächer beim Aufhören des absteigenden und Beginn des aufsteigenden Stromes, so kann ein solcher Schenkel zur Bestimmung der Richtung der Elektricitätsbewegung in der geöffneten Inductionsspirale dienen. Es ergiebt sich dann, dass die Bewegungen der freien Elektricitäten nach den Enden des ungeschlossenen Inductionskreises hin dieselben sind, welche bei völliger Schliessung des Kreises den jedesmal in ihm inducirten Strom hervorrufen würden.

Werden die Enden des Inductionskreises durch einen schlechten Leiter, z. B. einen 30^{mm} langen Streifen von feuchtem Fliesspapier, verbunden, und wird der Nerv des Froschschenkels auf irgend eine Stelle des Streifens gelegt, so zuckt der Muskel stets, da der Inductionsstrom einen Theil des Nerven direct durchfliesst. Wird der Nerv aber zwischen dem Muskel und dem Papierstreifen unterbunden, so zuckt der Muskel nur bei Ableitung des Schenkels. Ein geeignetes Froschpräparat zeigt dann in der Halbirungslinie der Länge des Papierstreifens keine Zuckung, und zwei solche Präparate, auf beide Hälften desselben gelegt, zucken abwechselnd bei Umkehr der Richtung des Inductionsstromes, und zwar um so stärker, je weiter ihre Nerven von der Halbirungslinie entfernt sind. Es wird hierdurch nachgewiesen, dass auch auf dem Schliessungskreise des Inductionsstromes eine Vertheilung der freien Elektricität stattfindet, welche der in dem Schliessungskreise einer Hydrosäule völlig analog ist. (Vergl. Theil I, §. 62 und folgende.)

Man kann dies auch in der Weise zeigen, dass man die Enden der Inductionsrolle eines Ruhmkorff'schen Apparates durch einen verhältnissmässig sehr langen Drath schliesst, und nun zwei Punkte desselben mit den beiden Spitzen eines Funkenmikrometers verbindet. Während bei Verbindung der Enden der Inductionsrolle selbst mit letzteren die Schlagweite durch Einschaltung jenes langen Drathes kaum abnimmt, vermindert sie sich immer mehr, je näher die Ableitungspunkte des Drathes zum Mikrometer aneinander liegen [1]).

725 Die freien Elektricitäten an den Enden der geöffneten Inductionsspirale sind ferner von Masson und Breguet und namentlich von Sinsteden nachgewiesen worden.

Masson und Breguet [2]) haben zu ihren Versuchen eine aus zwei

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 212. 1859.* — [2]) Masson und Breguet, Ann. de Chim. et de Phys. [5.] T. IV, p. 129. 1842.*

gleichen Kupferdräthen von je 650^m Länge gewundene Doppelspirale verwendet. Durch einen Commutator, ähnlich wie die Theil I, §. 167 beschriebenen, wurde durch den einen Drath der Spirale abwechselnd der Strom einer starken Säule geleitet und derselbe geöffnet. Die Enden des anderen Drathes, in welchem bei diesem Verfahren abwechselnd gerichtete Ströme inducirt wurden, konnten mit den Belegungen eines Condensators in Verbindung gesetzt werden. Durch einen zweiten Commutator, welcher auf dieselbe Axe, wie der im Stromkreise des inducirenden Stromes befindliche, aufgesetzt war, konnte bewirkt werden, dass nur die bei der Oeffnung oder nur die bei der Schliessung des inducirenden Stromes inducirten Ströme zu dem Condensator gelangten.

Wurde nun, während das eine Ende des inducirten Drathes fest mit der oberen Belegung des Condensators verbunden war, das andere Ende der unteren Belegung des letzteren genähert, so sprangen Funken über. Die im Condensator angehäuften Elektricitäten entsprachen völlig der Richtung des inducirten Stromes. — Die bei der Schliessung des primären Stromes inducirten Ströme zeigten viel schwächere Ladungen als die Oeffnungsströme.

Wurde eine inducirende Spirale AB mit einer zweiten geöffneten Inductionsspirale $A_1 B_1$ umgeben, die Verbindung der correspondirenden Enden A und A_1 oder B und B_1 mit den Händen durch Handhaben hergestellt und nun der Stromkreis von AB geöffnet, so erhielt man keine Erschütterung; wohl aber, wenn man die Enden A und B_1 oder A_1 und B mit den Händen verband. Diese Enden würden auch, in Folge des Inductionsstromes in AB und des Extrastromes in $A_1 B_1$, den Belegungen eines Condensators entgegengesetzte Ladungen ertheilen können.

Lässt man die Enden des inducirten Drathes der §. 715 und flgde. 726
beschriebenen elektromagnetischen Inductionsapparate isolirt von einander, so giebt jedes Ende des inducirten Drathes für sich mit dem Finger berührt einen Funken, welcher seine elektrische Ladung bekundet; ist das eine Ende abgeleitet, so ist der Funken, welchen man aus dem isolirten Ende ziehen kann, viel stärker, indem jedesmal die durch die Induction in der inducirten Spirale erzeugte elektromotorische Kraft, wie in einem gewöhnlichen Hydroelement, die Differenz der elektrischen Dichtigkeiten an beiden Enden der Inductionsspirale constant erhält.

Berührt man nach Sinsteden[1]) bei einem Inductionsapparat, dessen Inductionsspirale aus vielen übereinander liegenden, je ihrer ganzen Länge nach gewundenen Windungsreihen besteht, das äusserste Ende der obersten Windungsreihe der Inductionsspirale und irgend eine Stelle der inducirenden Spirale oder des in ihr liegenden Eisenkernes mit den Händen, so erhält man einen Schlag, indem die Elektricität, welche am inneren, der inducirenden Spirale und dem Eisenkern zunächst liegenden Ende der

[1]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 361. 1846;* Bd. LXXXV, S. 465. 1852.*

inducirten Spirale angehäuft ist, jedesmal die ungleichnamige Elektricität in den ihr benachbarten Körpern bindet und die gleichnamige frei macht, welche sich dann mit der ungleichnamigen Elektricität des äusseren Endes der inducirten Spirale ausgleicht. Verbindet man dagegen das innere Ende der inducirten Spirale mit jenen Stellen durch die Hände, so kann man keinen Schlag erhalten, da beiderseits gleichnamige Elektricitäten angehäuft sind. — Nur wenn die inducirende Spirale lang ist, und beim Oeffnen derselben in ihr Extraströme entstehen, die ihre Enden mit entgegengesetzten Elektricitäten laden, kann man bei Verbindung des einen oder anderen ihrer Enden mit dem inneren Ende der inducirten Spirale eine Erschütterung wahrnehmen.

Auch als Sinsteden zwischen die inducirende und inducirte Spirale ein Stanniolblatt zwischenschaltete, welches zwischen zwei stark gefirnisste Papierblätter eingelegt war, und um die inducirte Spirale gleichfalls erst ein gefirnisstes Papierblatt, und dann ein Stanniolblatt wickelte, erhielt er, als beide Stanniolblätter mit zwei isolirten, einander gegenüberstehenden Drathspitzen verbunden waren, zwischen denselben beim abwechselnden Oeffnen und Schliessen des inducirenden Stromes eine Reihe von lebhaften Inductionsfunken, indem die an den Enden der Inductionsspirale angehäuften Elektricitäten in den Stanniolblättern die entgegengesetzten Elektricitäten durch Influenz vertheilten, und die ihnen gleichnamigen Elektricitäten derselben durch die Spitzen sich ausglichen [1]).

727 Auch an der Magnetelektrisirmaschine hat Sinsteden [2]) Spannungserscheinungen dargethan. Er isolirte den Magnet einer starken Saxton'schen Maschine mittelst untergelegter Gummiplatten, bedeckte die Pole des Magnetes und den Anker mit Wachstaffent und Schellack, und stellte gleichfalls die Federn, welche auf dem mit den Enden der Inductionsrollen verbundenen Commutator schleiften, auf drei Zoll hohe, mit Schellack lackirte Glasfüsse. Die Federn waren wie bei dem Stöhrer'schen Apparat gespalten, so dass der Strom in der zwischen ihnen eingeschalteten Leitung stets gleiche Richtung behielt. Ein Galvanometer bestimmte diese Richtung. Es wurde nun ohne directe Verbindung der Federn ein an der einen derselben befestigter Metallknopf isolirt, und der mit der anderen verbundene Metallknopf mit einem Elektroskop berührt. Dasselbe zeigte an dem als positiver Pol der Inductionsspirale dienenden Knopf positive, an dem anderen Knopf negative Elektricität. Bei der Ableitung des einen der beiden Knöpfe zeigte der andere eine viel bedeutendere Ladung als vorher. — Auch der Stahlmagnet der Maschine hatte eine, der Elektricität des nicht abgeleiteten Knopfes gleichnamige Ladung erhalten, indem die in jenem Knopf angehäufte Elektricität im Magnet eine ihr entsprechende Menge ungleichnamiger Elektricität zu sich hinzog und

1) Sinsteden l. c. — 2) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXIX, S. 353. 1846.*

dagegen eine ebenso grosse Menge gleichnamiger Elektricität in Freiheit setzte.

Wurde durch eine geeignete Federverbindung bewirkt, dass zunächst die Inductionsspiralen in sich geschlossen, dann aber in einem bestimmten Moment geöffnet wurden, in welchem sich also in ihnen ein Oeffnungsextrastrom bilden würde, so zeigten in diesem Moment die mit ihren Enden verbundenen Metallknöpfe viel stärkere Spannungserscheinungen, und schon jeder derselben für sich gab, selbst wenn der andere isolirt blieb, Funken und physiologische Wirkungen. Auch der Stahlmagnet zeigte bedeutendere Spannungen.

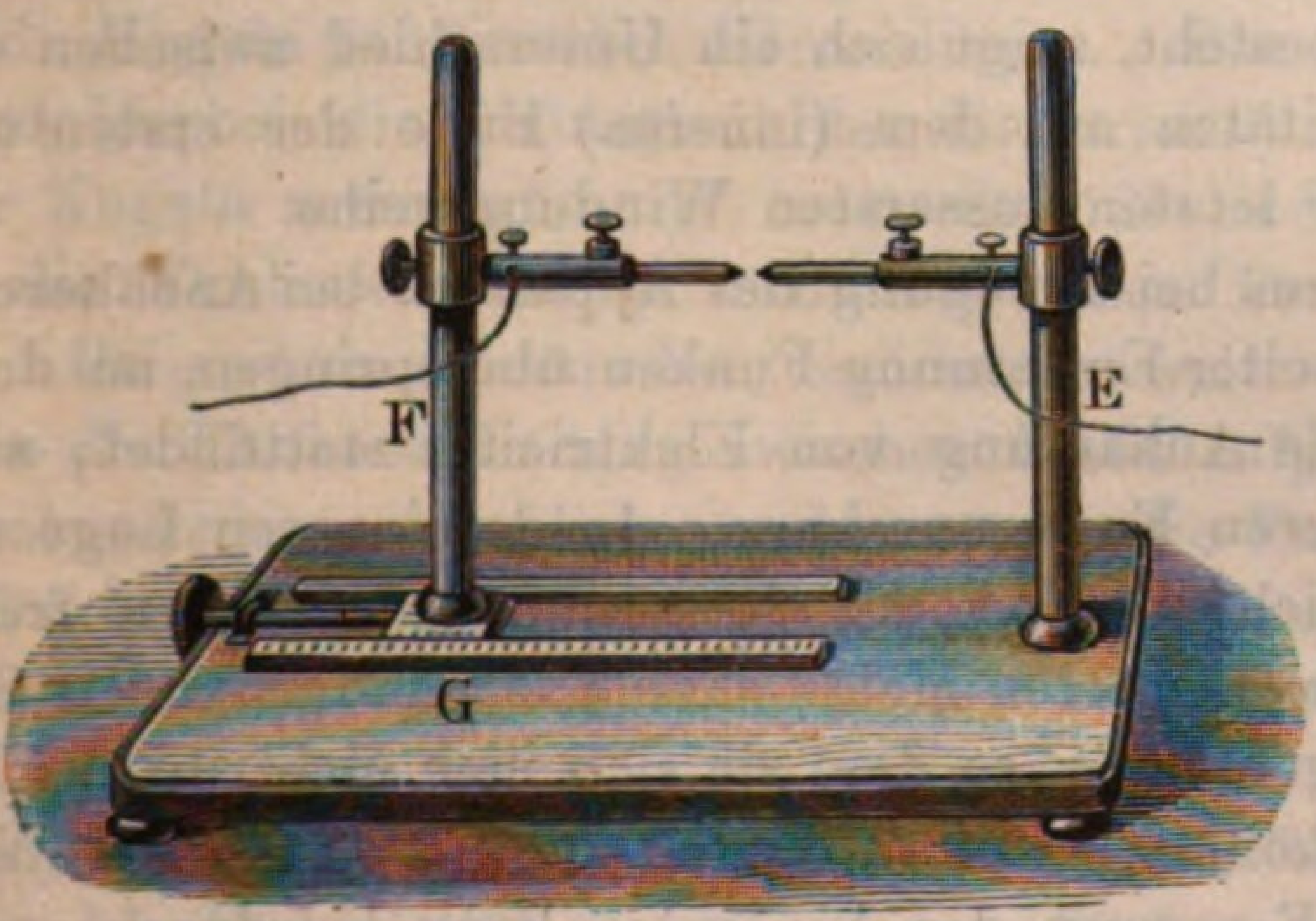
Wurden beide Knöpfe untereinander metallisch verbunden, so zeigte sich an dem Apparate gar keine freie Spannungselektricität.

II. Inductionsfunken.

1. Funken im lufterfüllten Raum.

Sind die Enden der Inductionsrolle des Inductionsapparates durch 728
eine Luftschicht von einander getrennt, so springen zwischen ihnen Funken über, wenn die Dichtigkeit der an den Enden aufgehäuften Elektricitäten genügend gross ist, um die Luftschicht zu durchbrechen. Zur Herstellung dieser Funken kann ein gewöhnliches Funkenmikrometer dienen. Bequemer ist dazu ein in seinen Haupttheilen von Poggendorff construirter Apparat. Auf einem Brett, Fig. 334, befindet sich ein Glasstab *E*, an dem sich eine messingene Hülse verschieben lässt, die eine Klemmschraube zur Aufnahme des einen Endes des Inductionsdrathes trägt, und in die man verschiedene Dräthe und Stäbe mit Kugeln oder Spitzen einsetzen kann. Ein dem ersten ganz gleicher Glasstab *F* mit denselben Vorrichtungen verschiebt sich auf dem Schlitten *G*, so dass die an beide Stative angesetzten Stäbe oder Dräthe in eine genau messbare Entfernung von einander gebracht werden können. Eine genauere Einstellung lässt sich leicht durch eine Mikrometerschraube erzielen. Auch lässt sich der Apparat unter die Glocke einer Luftpumpe

Fig. 334.



bringen, und vermittelst einer Stopfbüchse die Stellung desselben reguliren.

Lässt man mit Hülfe dieses Apparates die Inductionsfunken zwischen zwei Metallspitzen übergehen, so zeigt ein in den Stromkreis der Inductionsrolle eingefügtes Galvanometer in den meisten Fällen an, dass nur der Oeffnungsstrom die Luftschicht zwischen den Spitzen durchbricht, da meist nur bei ihm die Elektricitäten in gehöriger Dichtigkeit an den Enden der Inductionsrolle sich anhäufen, um durch ihre Anziehung den Widerstand der zwischen denselben befindlichen Luftschicht zu überwinden. Ebenso werden in diesen Fällen die Elektroden eines in den Schliessungskreis der Inductionsrolle eingefügten Voltameters polarisirt, und aus Jodkaliumkleister wird nur einseitig Jod abgeschieden; auch die Löthstelle eines in denselben eingeschalteten Wismuth-Antimon-Thermoelementes wird erkältet oder erwärmt, je nach der Richtung des Oeffnungsstromes. Die Wärmewirkungen in dem Drath der Inductionsrolle selbst sind dabei sehr viel schwächer, als wenn die Enden derselben direct mit einander verbunden werden, da bei gleichbleibender elektromotorischer Kraft E der Widerstand der Schliessung r sehr viel bedeutender, also der die Wärmewirkung w bestimmende Quotient $w = \frac{E^2}{r}$ *const.* ebenfalls kleiner ist [1]).

729 Bei den Inductionsapparaten, bei welchen die Inductionsrolle in einzelnen, die ganze Länge derselben einnehmenden und so übereinander gelagerten Windungsreihen besteht, zeigt sich ein Unterschied zwischen der Ansammlung der Elektricitäten auf dem (inneren) Ende der ersten und dem (äussersten) Ende der letzten äussersten Windungsreihe.

Während von letzterem bei Erregung des Apparates bei Annäherung eines Leiters in ziemlich weiter Entfernung Funken überspringen, an demselben also eine bedeutende Anhäufung von Elektricität stattfindet, sind die Funken von dem inneren Ende nur kurz. In der inneren Lage der Windungen werden nämlich die bei der Induction angehäuften freien Elektricitäten durch die benachbarten Metallmassen der inducirenden Spirale und des Eisenkernes gebunden, so dass sie sich hier nicht in gleicher Dichtigkeit frei anhäufen können, wie an dem Ende der äussersten Windungsreihe. Bei starker Erregung des Apparates kann hierdurch sogar ein Ueberspringen von Funken von den inneren Theilen der Inductionsrolle zu der inducirenden Rolle oder dem Eisenkern stattfinden (vergl. §. 726).

Verbindet man das innere Ende der Inductionsrolle mit einem langen isolirten Drath, oder zieht man aus demselben die Funken durch einen Körper von grosser Oberfläche, so wird diese Anomalie aufgehoben, da im

[1]) Poggendorff und Riess, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 310. 1855.*

ersten Fall diecondensirende Wirkung der primären Rolle und des Eisenkernes gegen die an dem Ende des Drathes angehäuften Elektricitäten nicht stark hervortreten kann, im zweiten die Influenz des genäherten Körpers auf die Elektricität am inneren Ende die von den inneren Theilen des Inductionsapparates ausgeübte Influenz auf dieselben überwindet [1]).

Die Inductionsfunken selbst bieten in fast allen Beziehungen eine 730
grosse Analogie mit den Entladungsfunken der Elektrisirmaschine dar; so sind sie wie diese länger, wenn die positive Elektrode zugespitzt, die negative abgeflacht ist, als wenn umgekehrt letztere zugespitzt, erstere abgeflacht ist [2]); sie springen auf einen weiteren Abstand über, wenn die Elektroden aus leichter schmelzbaren Metallen bestehen [3]); man kann sie zu langen Blitzen ausdehnen, wenn man sie zwischen Metallfeilspänen, welche mit Schellackfirniss auf Glas geklebt sind, oder auf der Vergoldung des Schnittes eines Buches überschlagen lässt, man kann durch sie die elektrischen Bilder erzeugen u. s. f.

Auch die Pausenerscheinungen, welche man an den Entladungsfunken der Elektrisirmaschine beobachtet, wiederholen sich an den Inductionsfunken. Lässt man die Funken des Inductionsapparates zwischen zwei polirten Metallkugeln von 3 bis 4^{mm} Durchmesser (vergoldeten Tuchnadeln) überschlagen, und entfernt dieselben voneinander, so hört der zwischen ihnen circulirende continuirliche Funkenstrom auf. Man kann denselben wieder hervorrufen, wenn man den Kugeln von der Seite einen Holzspan, ein Stück Kartenpapier u. s. f. nähert, bis dieselben in der, beide Kugeln tangirenden Ebene liegen. Durch Influenz des Halbleiters wird hierbei die Dichtigkeit der Elektricität an den einzelnen Punkten der Kugeln vermehrt, und so werden die anderen Arten der Entladung in die Funkenentladung zwischen diesen Punkten umgewandelt.

Bei spitzen Elektroden, welche so weit voneinander entfernt sind, dass die Funkenentladung zwischen ihnen aufgehört hat, kann man den Funkenstrom wieder hervorrufen, wenn die Funken über den Halbleiter selbst hinweggehen. Er erscheint auch, wenn man vor die eine Elektrode einen Streifen Papier hält, durch den die Funken hindurchschlagen müssen. Namentlich vor der (für den Oeffnungsstrom) negativen Elektrode wirkt das Einschalten des Papieres. — Bei diesem Verfahren wird die Dichtigkeit der Elektricität an den spitzen Enden der Elektroden vermindert, und dadurch die Bildung eines Lichtbüschels an denselben zum Theil aufgehoben, wogegen sich die Dichtigkeit an den Seitenflächen der Elektroden vermehrt [4]).

Diese Erscheinungen entsprechen ganz den bei der Entladung der

[1]) De Castro, in du Moncel, Recherches sur la non-homogénéité de l'étincelle d'induction. Paris 1860. p. 69.* — [2]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 637. 1856.* — [3]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 636. 1855.* — [4]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCIX, S. 636. 1856.*

Reibungselektricität zwischen zweien entgegengesetzt geladenen Conductoren auftretenden Pausenerscheinungen [1]).

731 Die Inductionsfunken, welche zwischen zwei Kugeln oder Dräthen im lufterfüllten Raume erzeugt werden, sind zusammengesetzt aus glänzenden Lichtstrahlen, welche zwischen den Elektroden übergehen und einer Lichthülle, welche an der Endfläche der positiven Elektrode beginnt, daselbst röthlich ist und sich mit lavendelblauem Licht noch über die negative Elektrode ausbreitet (Fig. 335). Die Lichtblitze im Inneren der Hülle erscheinen meist gekrümmt. Sie bilden sehr schmale helle Lichtlinien. Müssen die Funken dichtere Medien durchbrechen, entstehen sie z. B. zwischen zwei Metallspitzen, zwischen die man einen Tropfen Olivenöl gebracht hat, so erscheinen sie unter dem Mikroskop aus einzelnen, in mehr oder weniger spitzen Winkeln zusammenlaufenden Linien zickzackförmig gebildet [2]).

Wendet man hierbei zwei flache und an ihren Spitzen abgerundete Dräthe als Elektroden an, welche zwischen zwei Glasplatten fest eingeklemmt sind, so kann man die genauere Zusammensetzung der Entladung sehr gut studiren. Es zeigt sich dann, dass das blaue Licht die negative Elektrode ganz umhüllt, und von dem von der positiven Elektrode ausgehenden, kegelförmig sich erweiternden, röthlichen Licht durch einen dunklen Zwischenraum getrennt ist. Die hellen Lichtfunken gehen hauptsächlich von der positiven Elektrode aus und durchbrechen die ebenerwähnten Theile ihrer Lichthülle. Fig. 336 giebt ein Bild dieser Erscheinung bei 80maliger Vergrösserung [3]). Einer längeren Beobachtung derselben stellt sich die Fortführung von metallischen Theilen von den Elektroden hinderlich in den Weg, durch welche die Glasplatten bald mit einem glänzenden, vielfarbigen Metallüberzug bedeckt werden.

Lässt man die Entladung in der Flamme einer Kerze übergehen, so zeigt sich bei langsamem Gange des den inducirenden Strom unterbrechenden Apparates eine in blendendem Weiss erscheinende Entladung, in welcher der helle Entladungsfunke nicht mehr zu erkennen ist. Dieselbe ist von transversalen dunklen Schichten durchzogen, welche bis an die positive Elektrode herangehen, von der negativen aber wiederum durch einen dunklen Zwischenraum getrennt sind. (Vergl. Fig. 337.) An der negativen Elektrode selbst kann man in diesem Fall das blaue Glimmlicht nicht sehen; dieselbe ist mit Russ bedeckt, welcher lebhaft glüht.

Sehr deutlich erscheinen hierbei die Funken aus einzelnen hellleuchtenden und dunklen Theilen gebildet, wenn man dieselben in einer russenden Flamme, z. B. von Terpentinöl, oder in Luft, in die Kohlenstaub gestreut wird, zwischen den Elektroden übergehen lässt. — Ganz analog

[1]) Vergl. Riess l. c. p. 1.* — [2]) Fabbri, Nuovo Cimento T. VII, p. 182. 1858; Archives N. S. T. II, p. 58.* — [3]) du Moncel, Compt. rend. T. XL, p. 312. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 175;* Recherches sur la non-homogénéité de l'étincelle d'induction. Paris 1860. p. 74 u. flgde.*

schichtet sich Kohlenpulver, welches auf einer Glasplatte ausgebreitet ist, und durch welches die Funken hindurchgehen [1]).

Die Funken im Inneren der Lichthülle selbst bestehen aus einzelnen, von den Elektroden losgerissenen glühenden Theilen, wie namentlich die

Fig. 335.



Fig. 336.

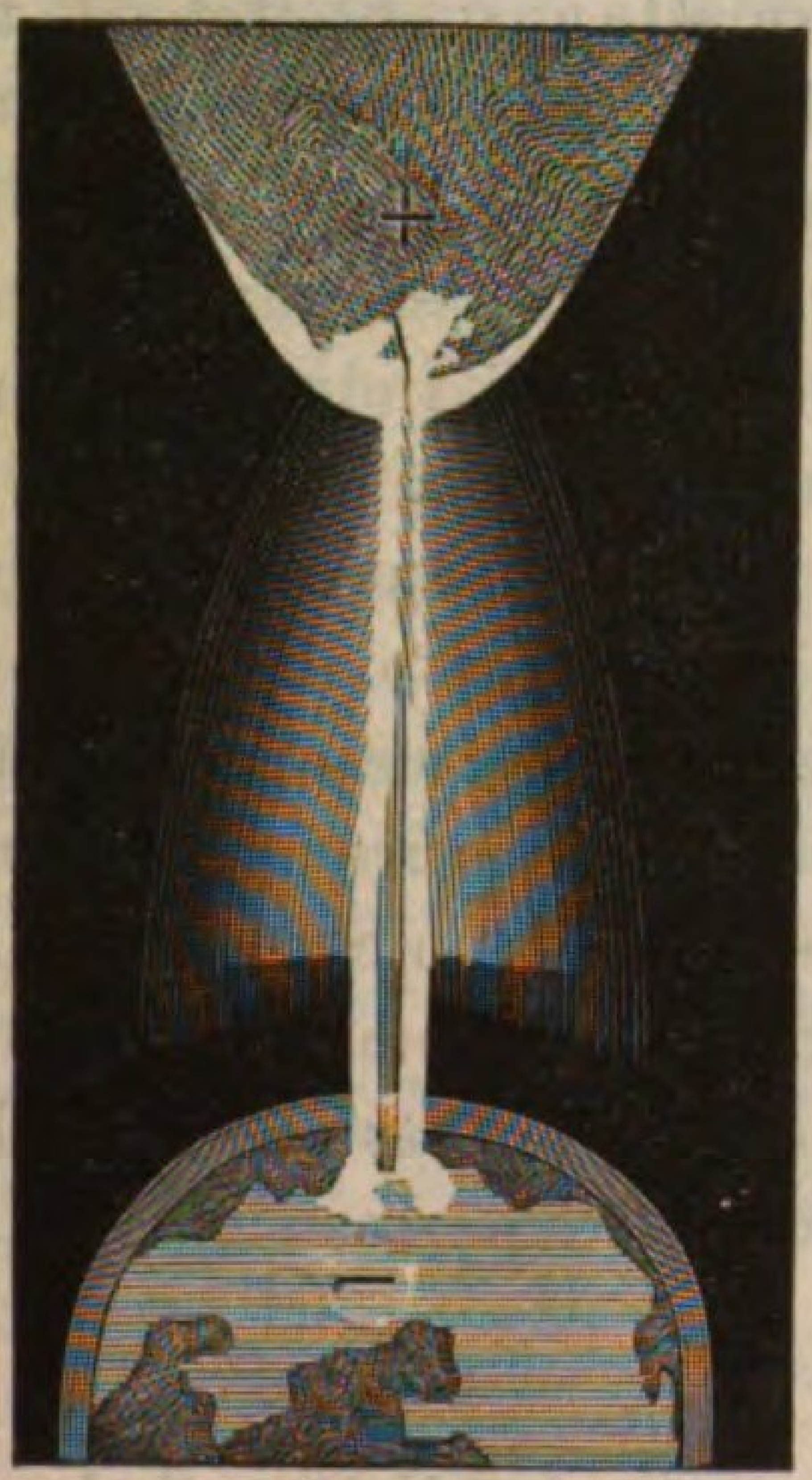
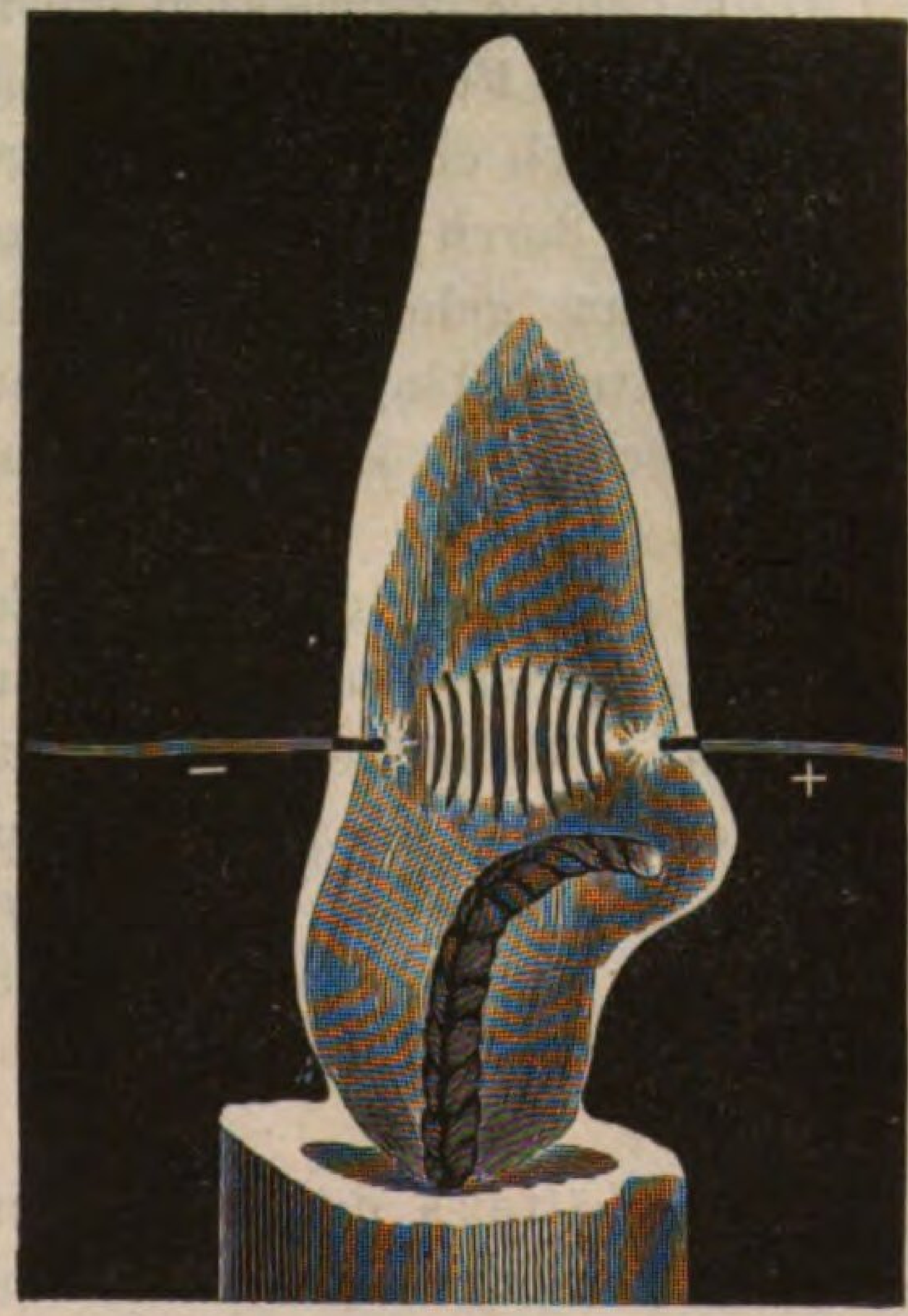


Fig. 337.



Untersuchung ihres Spectrums zeigt. Sie sind daher am hellsten bei Anwendung von Elektroden von verschiedenen Metallen, und je nach der Natur derselben gefärbt, bei Kupferelektroden gelbgrün, bei solchen von Gold gelblich, bei Aluminium gelbviolett, bei Cadmium wenig hell und lila, bei Blei sehr unregelmässig und violett, bei Wismuth röthlich, bei Quecksilber weiss u. s. f. Bei letzteren Metallen zeigen sich namentlich an der positiven Elektrode viele vereinzelte Funken, die besonders beim Wismuth in schönem hellem Blaugrau, beim Quecksilber in weisser Farbe erglänzen, und durch ihren Glanz die röthlich gefärbte Lichthülle nicht erkennen lassen. — Die Lichthülle ist gleichfalls je nach der Natur der Elektroden verschieden gefärbt; sie ist bei Kupferelektroden grünlich, bei Zinkelektroden bläulich u. s. f. [2]).

Die Entladung der Inductionsrolle scheint in der Weise vor sich zu gehen, dass zuerst, wenn sich an den gegenüberstehenden Enden derselben die Elektricitäten in grosser Dichtigkeit angesammelt haben, dieselben sich unter Bildung eines Funkens vereinen. Durch diesen Funken wird die Luft zwischen jenen Enden mechanisch auseinander gesprengt und stark verdünnt, und es verbreiten sich auch die durch den Funken zer- 732

[1]) Quet und Seguin, Compt. rend. T. XLVIII, p. 338. 1859.* — [2]) Fabbri l. c.

streuten leitenden Theile der Elektroden in derselben. Man kann diese mechanische Wirkung der Funken zeigen, wenn man sie in einem Kinnersley'schen Luftthermometer überschlagen lässt. Bei jedem Funken erhebt sich die den abgeschlossenen Luftraum des Thermometers begrenzende Flüssigkeitssäule plötzlich und sinkt sogleich wieder nieder. Ebenso wird Kohlenpulver, welches auf einer Glasplatte ausgebreitet ist, und durch welches man die Funken durchschlagen lässt, zerstäubt und von den Elektroden wie durch einen Wind fortgeblasen [1]).

In dem durch die Funken gebildeten luftverdünnten und besser leitenden Raum gehen dann die übrigen in der Inductionsspirale angehäuften Elektricitätsmengen in einer continuirlichen, dem Ohm'schen Gesetz entsprechenden Entladung über, und erfüllen ihn mit bläulichem Glimmlicht.

Lässt man die Inductionsfunken zwischen zwei Spitzen übergehen und vor denselben einen Spiegel um eine Axe rotiren, welche der Verbindungslinie der Spitzen parallel ist, so erscheint im Spiegel die Lichthülle einseitig durch den linearen Funken begrenzt und im Sinne der Drehung des Spiegels verlängert; ein deutlicher Beweis, dass die Lichthülle sich erst mit dem momentanen Funken bildet und denselben noch längere Zeit überdauert [2]).

733 Das Verhältniss der durch den Funken plötzlich entladenen und in der Lichthülle continuirlich übergehenden Elektricitätsmengen ist bei dem Inductionsfunken sehr verschieden nach verschiedenen Umständen, und es unterscheidet sich in dieser Beziehung die Funkenentladung zwischen den Enden der Inductionsrolle wesentlich von der der Leydener Batterie. Dies lässt sich namentlich auch an der Ablenkung eines Galvanometers studiren, welches in den, durch ein Funkenmikrometer unterbrochenen Schliessungskreis der Inductionsrolle eingeschaltet ist.

Bekanntlich ist die Ablenkung der Nadel eines Galvanometers durch den, durch seine Windungen hindurchgeleiteten Entladungsstrom der Leydener Batterie nur abhängig von der entladenen Elektricitätsmenge, unabhängig aber von der Dichtigkeit der Elektricität in der Batterie und dem Widerstand des Schliessungskreises, vorausgesetzt, dass der Durchgang der Elektricitätsmenge durch die Windungen schnell genug erfolgt, dass während seines Verlaufes die Nadel ihre ursprüngliche Stellung nur um sehr wenig geändert hat.

Ganz anders verhält sich die Entladung der Inductionsrolle. Liess z. B. Koosen [3]) bei gleichbleibender (etwa 10mal in der Secunde erfolgender) Unterbrechung der inducirenden Rolle durch einen, dem Foucault'schen Interruptor ähnlichen Apparat unter Einschaltung verschiedener Widerstände W in den Schliessungskreis die Inductionsfunken in gleicher

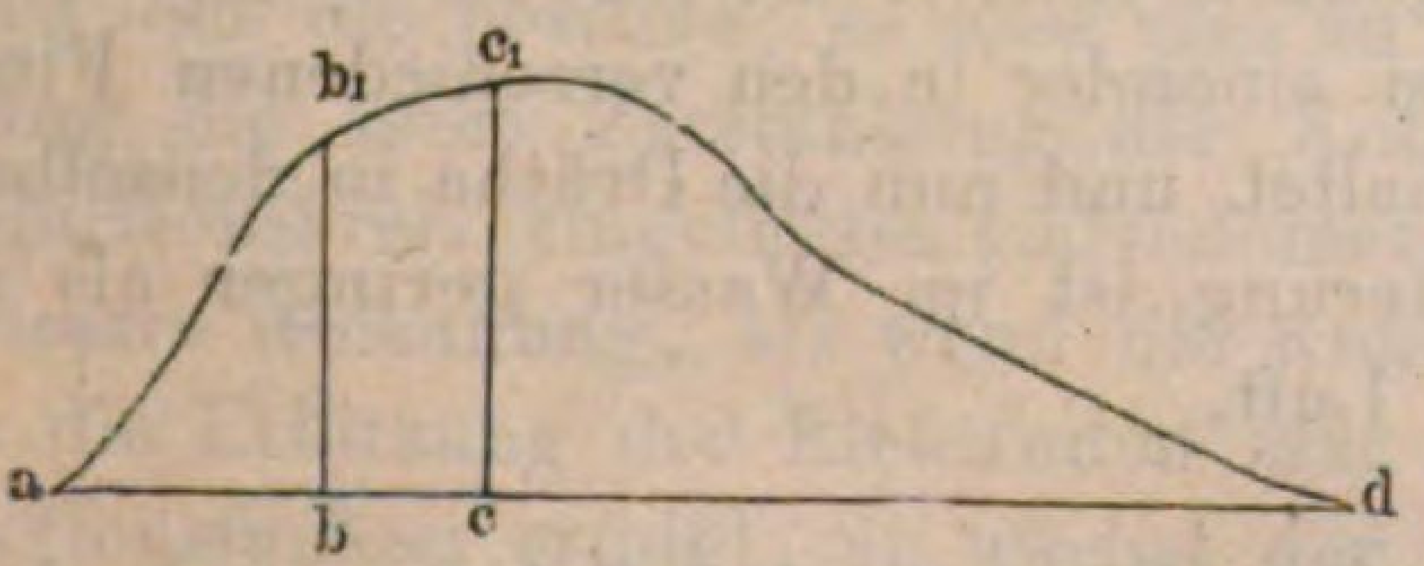
[1]) Vergl. du Moncel l. c. p. 25.* — [2]) Lissajous, Compt. rend. T. XLIX, p. 1009. 1859.* — [3]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 193. 1859.*

Schlagweite ($^1/_{10}$ — 2^{mm}) übergehen, so nahm die Ablenkung der Nadel eines Galvanometers immer mehr ab. Wenn man nun den Widerstand *R* einer bestimmten Länge (1^{mm}) des die Funkenentladung vermittelnden, mit Luft erfüllten Schlagraumes nach dem Ohm'schen Gesetze aus der beobachteten Stromintensität *I* berechnet, so wächst derselbe mit abnehmender Stromintensität. Wenn man dagegen die Schlagweite *S* vermindert, so steigt umgekehrt der Werth *R*. So fand unter Anderem Koosen [1]):

W.	*S.*	*I.*	*R.*	*S.*	*I.*	*R.*
0	1^{mm}	0,231	—	$^1/_4{}^{mm}$	0,384	—
4900	1^{mm}	0,194	19000	$^1/_4{}^{mm}$	0,306	48800
11100	1^{mm}	0,176	28800	$^1/_4{}^{mm}$	0,277	87300
18000	1^{mm}	0,158	32200	$^1/_4{}^{mm}$	0,249	103000.

Der Grund dieser Erscheinung ist ersichtlich, wenn man den Gang der elektromotorischen Kraft des nach der Oeffnung des inducirenden Kreises entstehenden Oeffnungsstromes betrachtet. Es stellen die Abscissen *abcd* der Fig. 338 die Zeit der Entwickelung, die Ordinaten derselben die in jedem Moment statthabenden elektromotorischen Kräfte des Oeffnungsstromes dar, welche nach der Oeffnung schnell ansteigen und dann langsam abfallen. Je kleiner die Schlagweite ist, um so kleiner braucht dann die elektromotorische Kraft cc_1 oder bb_1 zu sein, um die Elektricitäten in einer solchen Dichtigkeit an der Unterbrechungsstelle des Funkenmikrometers anzuhäufen, dass überhaupt eine Funkenentladung eintritt. — Diese Entladung wirkt wie der Schlag der Batterie; zugleich wird sie aber auch die Luft in dem Schlagraum verdünnen und sie dadurch leitender machen, so dass sie in der nach der Entladung sich bildenden Lichthülle einen elektrischen Strom leitet, der den, durch die Flächenräume cc_1d und bb_1d gemessenen elektromotorischen Kräften entspricht. Für diesen continuirlichen Strom verhält sich dann der Schlagraum ganz wie jeder andere Leiter entsprechend dem Ohm'schen Gesetz. Der Strom wird um so intensiver werden, je kleiner die Schlagweite, je grösser die Flächenräume cc_1d und bb_1d werden. Jedenfalls wird aber die am Galvanometer gemessene Intensität verhältnissmässig zu klein ausfallen und zwar um so mehr, je grösser die Schlagweite ist. Der nach dem Ohm'schen Gesetz berechnete Widerstand *R* des Schlagraumes wird also namentlich

Fig. 338.



[1]) Vergl. auch du Moncel, E'tincelle d'induction. Paris 1860.*

bei Einschaltung grösserer Widerstände in die Schliessung zu gross erscheinen. Bei grösserer Schlagweite dürfte auch in Folge der heftigeren ersten Entladung die Luft im Schlagraum stärker verdünnt werden und dadurch besser leiten.

Verbindet man die Enden des Inductionsdrathes nahe dem Funkenmikrometer mit den Belegungen einer Leydener Flasche oder eines Condensators, so bedarf es grösserer Elektricitätsmengen, um diese so stark zu laden, dass der erste Funkenübergang im Schlagraum stattfindet. Der Flächenraum cc_1d der Curven, Fig. 337, welcher die Summe der Elektricitätsmengen angiebt, welche durch den Schlagraum continuirlich geleitet werden, wird in diesem Fall noch kleiner, die Ablenkung der Galvanometernadel geringer, während zugleich die Lichthülle abnimmt (vergl. §. 735).

Unterbricht man nach Gaugain [1]) den Schliessungskreis der Inductionsrolle eines Ruhmkorff'schen Apparates an zwei Stellen, lässt an der einen die Inductionsfunken in der Luft, an der anderen zwischen zwei Wollaston'schen, bis auf ihr Ende in Glasröhren eingeschmolzenen Dräthen in Wasser, Alkohol, Olivenöl oder Luft überschlagen, so zeigt ein in den Inductionskreis eingefügtes Galvanometer immer stärkere Ablenkungen, wohl weil immer grössere Elektricitätsmengen in der Funkenentladung den zwischen den Elektroden befindlichen Körper durchbrechen, ihn also nicht mehr im continuirlichen Strom durchfliessen und so sein Widerstand weniger in Betracht kommt. Diese Erklärung wird bestätigt, wenn man in den Schliessungskreis einer Säule eine Inductionsrolle, den menschlichen Körper und zwei einander in den verschiedenen Flüssigkeiten berührende Dräthe einschaltet, und nun die Dräthe in denselben voneinander trennt. Die Erschütterung ist im Wasser geringer als in den anderen Flüssigkeiten und der Luft.

734 Alle Mittel, welche die Verbreitung von leitenden Substanzen in dem Schlagraum durch den Funken erleichtern, vergrössern die Lichthülle und verstärken die continuirliche Entladung. Daher ist sie bedeutender bei spitzen Elektroden des Funkenmikrometers als bei kugelförmigen, bedeutender bei Elektroden von Kohle [2]) als bei solchen von Platin. — Bei Anwendung spitzer Kohlenelektroden ist die durch den Oeffnungsstrom continuirlich übergehende Elektricitätsmenge so bedeutend, dass in diesem Fall in einem in den Inductionskreis eingeschalteten Voltameter selbst zwischen grösseren Platinelektroden Wasser zersetzt wird, während dies bei Unterbrechung des Stromkreises durch Metallspitzen nur unter Benutzung sehr dünner Dräthe als Elektroden gelingt. Dennoch geht auch bei Anwendung von Kohlenelektroden nur der Oeffnungsstrom zwischen ihnen über, da nur dieser die Elektricitäten in gehöriger Dichtigkeit liefert, um zuerst eine Funkenentladung hervorzurufen; zwischen

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XLI, p. 407. 1855.* — [2]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 1. 1857.*

dem Aufhören des Oeffnungsfunkens und dem Eintreten des Schliessungsstromes vergeht aber eine zu lange Zeit, als dass die die Lichthülle des ersteren bildende leitende Materie noch bis zu letzterem fortbesteht. — Da indess die Funkenentladung in diesem Fall doch bei geringeren Elektricitätsmengen eintritt, als zwischen Metallelektroden, so ist es nicht mehr nöthig, die in der Zeiteinheit in der Inductionsrolle bewegten Elektricitäten möglichst zu steigern. Man kann deshalb den Condensator am Inductionsapparat entbehren, und auch, wenn der Schlagraum zwischen den Kohlenspitzen sehr kurz ist, an dem Interruptor Silberspitzen statt Platinspitzen verwenden. — Lässt man vor den Kohlenelektroden einen Spiegel um eine, dem Funkenstrom parallele Axe rotiren, so erscheint jeder Funken in der auf ihn senkrechten Richtung verlängert; ein Nachweis, dass hier auch der continuirliche Strom nach der ersten Funkenentladung durch glühende Kohlentheilchen geleitet wird. Bei Metallelektroden tritt solche Verlängerung des Funkens durch den rotirenden Spiegel nicht ein. Hier verschwinden sogleich die glühenden Theilchen; die continuirliche Entladung in der Lichthülle findet in der verdünnten Luft statt, wie auch die Untersuchungen ihres Spectrums zeigen (siehe unten).

Wendet man nur eine Elektrode von Kohle einer anderen von Metall gegenüber an, so ist die Lichthülle am stärksten ausgebildet, wenn die Kohle als negative Elektrode dient. Wir werden später mittheilen, dass die negative Elektrode bei den Inductionsfunken viel stärker erwärmt wird, als die positive; so dass also an jener Elektrode auch die Erwärmung die feine Zerstäubung der Kohle noch erleichtert. Ein in den Inductionskreis eingefügtes Galvanometer zeigt auch in diesem Fall eine grössere Ablenkung, als wenn die Kohle als positive Elektrode dient. — Da die Erhitzung der Elektroden erst allmälig nach dem Beginn der Inductionsfunken erfolgt, so wächst der Ausschlag des Galvanometers erst allmälig bis zu einem Maximum.

Taucht man die Elektroden in Oel, so wird die Lichthülle viel grösser, da hier gleichfalls das Oel durch den zwischen den Elektroden übergehenden Funken sich verbreitet und den Raum um den Funken leitend macht.

Ebenso ist die heisse Luft leichter zu durchbrechen als die kalte. Daher erscheint die Lichthülle im Inneren einer Kerzenflamme viel heller und grösser. — Ebenso dehnt sie sich im luftverdünnten Raume aus. — Stellt man dagegen die Elektroden in einem Glasrohre einander gegenüber, in welchem die Luft comprimirt wird, so nimmt die Ausdehnung der Lichthülle ab [1]).

Zwischen Flüssigkeiten als Elektroden, z. B. zwischen zwei Wasserstrahlen, in die man die Elektroden senkt, ist die Funkenbildung sehr schwach und wenig leuchtend, die Lichthülle stark ausgebildet.

[1]) Du Moncel l. c. p. 18 und 29;* Compt. rend. T. XXXVII, p. 995. 1853;* Fabbri l. c.

Bringt man einen Platindrath zwischen die Strahlen, so erscheint der Funken an diesem heller.

735 Da sich endlich bei der Funkenentladung zunächst die an den Enden der Inductionsrolle in grosser Dichtigkeit angehäuften Elektricitätsmengen unter Funkenbildung ausgleichen, so wird der Funken um so geringer, die Lichthülle desselben um so bedeutender sein, je mehr das Zuströmen der im Inneren der Inductionsspirale befindlichen Elektricitäten zu ihren Enden verzögert wird, so dass von diesen nur kleine Mengen mit der Funkenentladung übergehen.

Verbindet man daher die beiden Kugeln eines Henley'schen Ausladers durch nasse Schnüre von etwa 5^{mm} Durchmesser und $^3/_4$—1^m Länge mit den Enden der Inductionsspirale, so verschwinden die Funken fast ganz, und nur die Lichthülle bleibt. Werden dagegen umgekehrt die Enden der Spirale mit den Belegungen eines Condensators, einer Leydener Flasche verbunden, von denen aus zwei Dräthe zu den Kugeln des Ausladers führen, so sammelt sich eine grosse Menge der Elektricität in der Spirale in der Flasche an und entladet sich in einem Funken; die Lichthülle verschwindet fast ganz [1]).

Bei Untersuchung der Funken einer Dampfelektrisirmaschine hat Rijke ähnliche Resultate erhalten.

736 Besteht die eine Elektrode der Inductionsrolle aus Metall, die andere aus einer Flüssigkeit, so findet eine Bildung von Funken auf Kosten der ersteren statt. — Setzt man in die beiden Stative des Apparates, Fig. 334, zwei senkrecht nach unten gehende Dräthe, unter welche man eine mit einer Flüssigkeit gefüllte Schale stellt, so dass die Oberfläche derselben in einem geringen Abstande von den Spitzen der Dräthe sich befindet, und verbindet letztere mit den Enden der Inductionsrolle, so gehen zwischen den Dräthen und der Flüssigkeit Funken über, und letztere dient unter dem einen Drath als positive, unter dem anderen als negative Elektrode. An der positiven Drathspitze zeigt sich dann ein gelblicher Lichtpunkt und auf der Flüssigkeit unter demselben eine blaue, von glänzenden Strahlen durchzogene, an den Rändern ausgezackte Lichtscheibe. — Unter der negativen Drathspitze rundet sich die Lichtscheibe auf der Flüssigkeit ab und zeigt keine Auszackung. — Am schönsten beobachtet man diese Erscheinung bei concentrirter Schwefelsäure, namentlich wenn der Versuch im luftverdünnten Raum (von etwa $^1/_4$ Atmosphäre Druck) angestellt wird; recht deutlich zeigt sie sich auch auf der Oberfläche von verdünnten Säuren und Lösungen von Alkalien und Salzlösungen, weniger deutlich auf Wasser. Die Zersetzung der Flüssigkeiten ist hierbei kaum merklich; sobald man aber einen der Dräthe in dieselben einsenkt, zeigt

1) Rijke, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 612. 1860.*

sich unter der Spitze des anderen, namentlich bei concentrirter Schwefelsäure, eine lebhafte Gasentwickelung.

Legt man dagegen unter beide Spitzen einen mit Jodkaliumlösung befeuchteten Papierstreif, so entsteht unter beiden Spitzen ein brauner Fleck von Jod, der indess unter der positiven Spitze grösser ist.

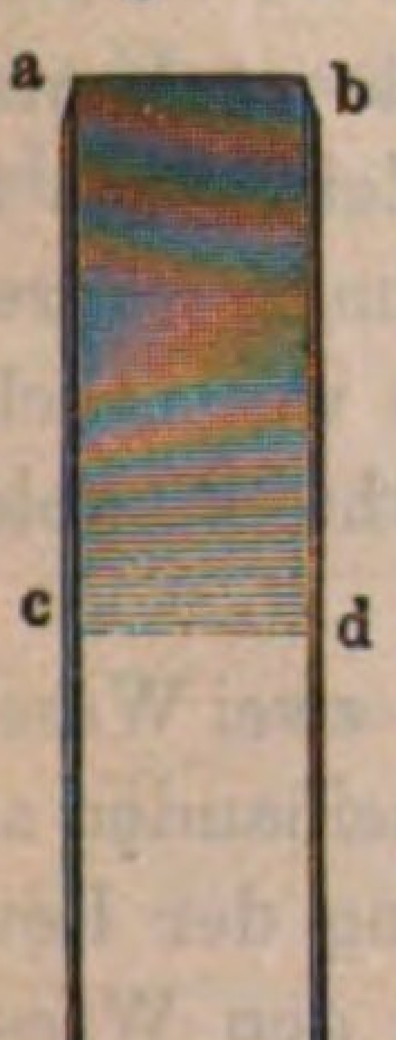
Mit Gold-, Silber- und Platinlösungen getränkte Papierstreifen färben sich ebenso unter der positiven Spitze bräunlich, trocknen daselbst und beginnen zu glimmen. Unter der negativen Spitze scheidet sich ein dunkler Fleck von reducirtem Metall ab. — Auf einem mit Kupfervitriollösung getränkten Bande erscheint hierbei der von der positiven Elektrode ausgehende Funken rosaviolett, der von der negativen ausgehende feuerroth.

Stellt man die Spitzen der Dräthe einer isolirten, leicht oxydirten oder bestäubten Metallplatte gegenüber, so dass der Elektricitätsstrom zwischen letzterer und den Spitzen übergehen muss, so zeigt sich wiederum auf der Platte unter der positiven Spitze eine unregelmässige Verästelung, unter der negativen ein runder Fleck. — Diese Erscheinungen sind ganz analog der Bildung der **Lichtenberg**'schen Figuren mit Hülfe der Reibungselektricität [1]).

Durch einige Hülfsmittel ist man im Stande, die relative Lage der 737
Funken und ihrer Lichthülle gegeneinander abzuändern.

Bedient man sich z. B. zweier parallel liegender, drathförmiger Elektroden, *ac* und *bd*, (Fig. 339), welche an den Enden zugespitzt sind, so geht zwischen diesen Enden die helle Funkenentladung vor sich, während die continuirliche Entladung durch die Lichthülle in dem Raum *abcd* stattfindet.

Fig. 339.



Bringt man ferner in die Nähe der beiden spitzen Elektroden *a* und *b* (Fig. 340 a. f. S.), zwischen denen die Funken übergehen, einen schlecht leitenden Körper *c*, so wird durch Influenz durch die in den Elektroden angehäuften Elektricitäten in ihm eine Vertheilung der Elektricität eintreten, und die helle Funkenentladung geht über seine Oberfläche hin. Die langsamere Entladung in der Lichthülle findet dann aber auf dem kürzesten Wege zwischen den Elektroden statt, da, wenn sie nach ihrer Bildung von einem contiunirlichen Strom durchflossen ist, die Anziehung der nebeneinanderliegenden Stromestheile bedingt, dass sie sich in jene Lage begiebt. Ihre eiförmige Gestalt ist, wie die des Lichtbogens zwischen Kohlenspitzen, dadurch hervorgerufen, dass die Elektricitäten durch die spitzen Elektroden in sie eintreten müssen, und nun die leicht bewegliche Masse sich so lagert, dass sie dem Strom das Minimum des Widerstandes darbietet.

Bedient man sich bei diesem Versuch zweier Kugeln als Elektroden,

[1]) **Du Moncel** l. c. und Compt. rend. T. XXXVII, p. 995. 1853;* **Poggendorff**, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 311. 1855.*

denen man von der Seite her einen schlechten Leiter nähert, so gelingt es zuweilen, die Lichthülle völlig von den Funken zu trennen.

Bringt man in die Nähe des zwischen zwei Spitzen übergehenden Entladungsstromes statt des schlechten Leiters einen isolirten Leiter, z. B. ein Metallstück, so gehen auch zu diesem die Funken von beiden Elektroden über, während die Lichthülle unverändert zwischen denselben bleibt. — Ersetzt man das Metallstück durch zwei in die Nähe der Elektroden gebrachte Dräthe *el* und *fm*, (Fig. 341), deren Abstand *ef* grösser ist als *lm*, so werden auch die Funken von den Elektroden nach *e* und *f* abgelenkt und gehen zwischen *l* und *m* über, während die Lichthülle zwischen den Elektroden verweilt.

Fig. 340.

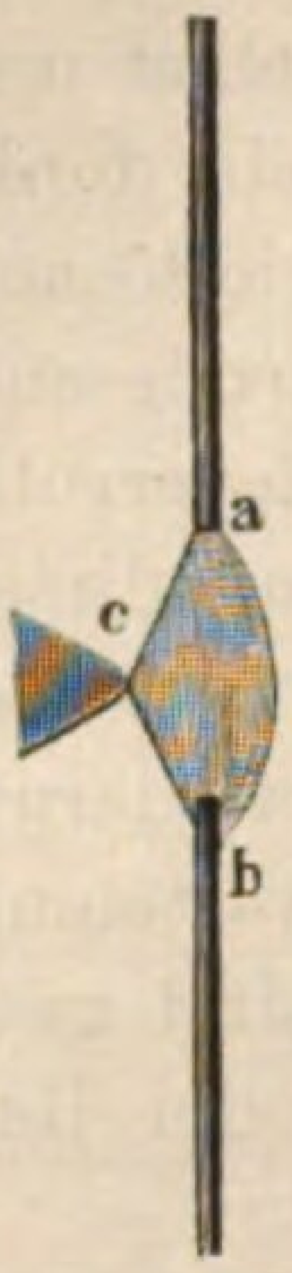
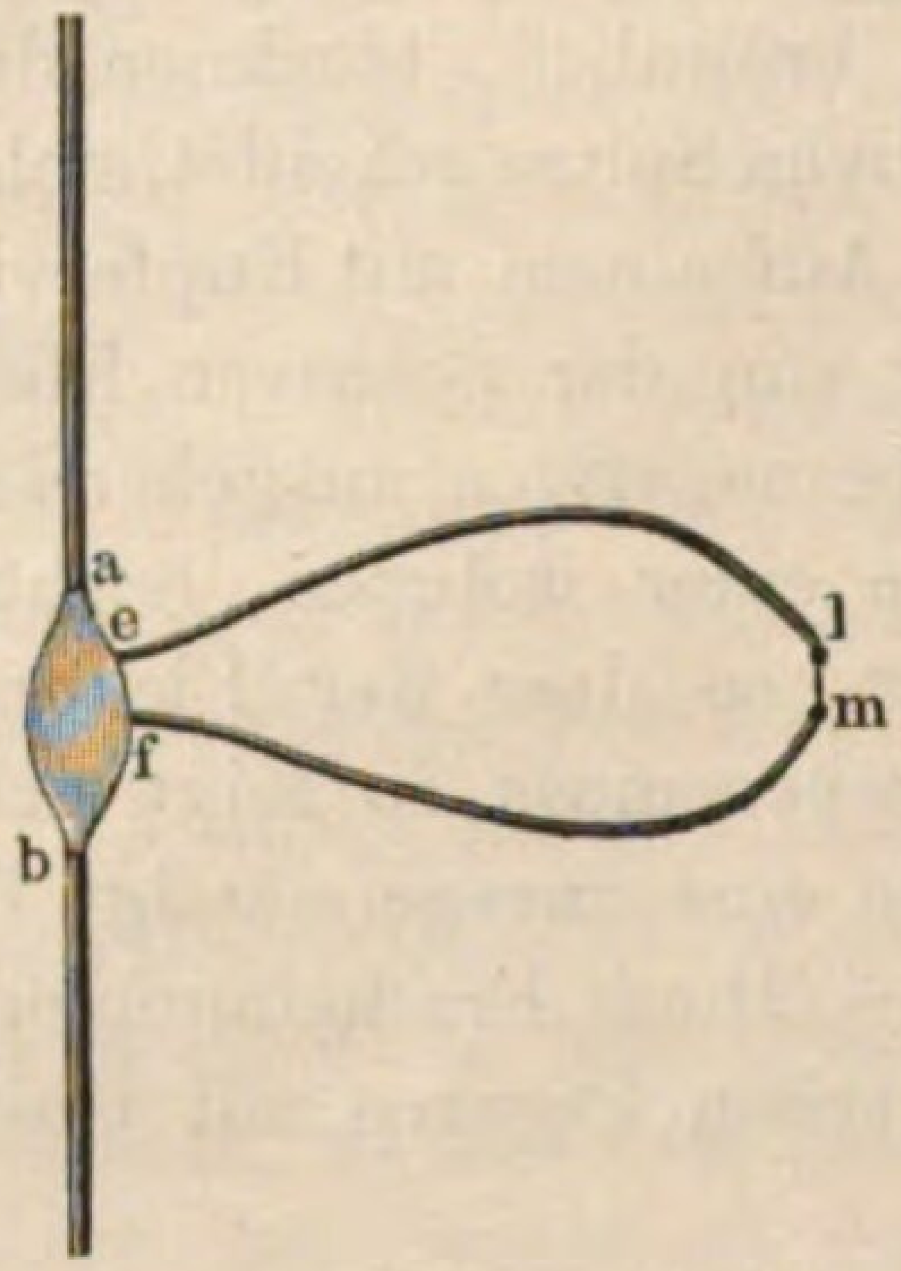


Fig. 341.



Nähert man dem Entladungsstrom eine mit der Erde verbundene Spitze, so biegen sich die Entladungsfunken selbst gegen letztere hin und es geht ein abgezweigter Funken zu derselben. Die Lichthülle liegt aber zwischen dem Funken und den Elektroden.

Der erste, die Luftschicht an der Unterbrechungsstelle mechanisch durchbrechende Funken dauert nur eine unmessbar kurze Zeit. Die Bewegungen der Elektroden selbst oder der Luft zwischen ihnen während seines Entstehens vermögen daher auf seinen Verlauf keinen wesentlichen Einfluss auszuüben. Wohl aber geschieht dies mit der Lichthülle, welche längere Zeit den Strom continuirlich leitet [1]).

Verbindet man daher die Enden der Inductionsrolle mit zwei Wasserstrahlen, welche aus zwei getrennten Gefässen parallel nebeneinander ausfliessen, so bemerkt man, dass die Lichthülle in der Richtung der Bewegung des Wassers von dem eigentlichen Funken zwischen den Wasserstrahlen sich ausbreitet. Der Funken selbst ist hierbei ziemlich unscheinbar; er tritt aber stärker hervor, wenn man zwischen die Wasserstrahlen einen Platindrath hält (vergl. §. 734).

Zwischen zwei nebeneinander in einer Ebene in entgegengesetztem Sinne rotirenden Kupferscheiben, welche mit den Enden der Inductionsrolle verbunden sind, wird gleichfalls die Lichthülle im Sinne der Bewegung der Scheiben gegen die Funken verschoben, während die letzteren an der Stelle ihres kürzesten Abstandes übergehen. — Verbindet man die Enden der Inductionsrolle mit zwei Metallspitzen, welche um eine, ihrer

1) Perrot, Archives de Genève, Nouv. Sér. T. VII, p. 334. 1860;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LXI, p. 200. 1861.*

Verbindungslinie parallele Axe rotiren, so erscheint die Lichthülle gleichfalls in der Bewegungsrichtung gegen den Funken ausgebreitet und ist an ihrer vom Funken abgekehrten Seite durch einen concaven Bogen geschlossen. — Bei sehr schneller Rotation löst sich die Entladung in eine Reihe von Flächen auf, die mit dem Licht der Lichthülle erfüllt und an ihrem äussersten Ende von mehreren, dem ersten Funken ähnlichen, aber viel dunkleren Funken begrenzt sind.

Diese Erscheinung zeigt sich namentlich sehr gut, wenn die Luft verdünnt ist, in der die Funken übergehen.

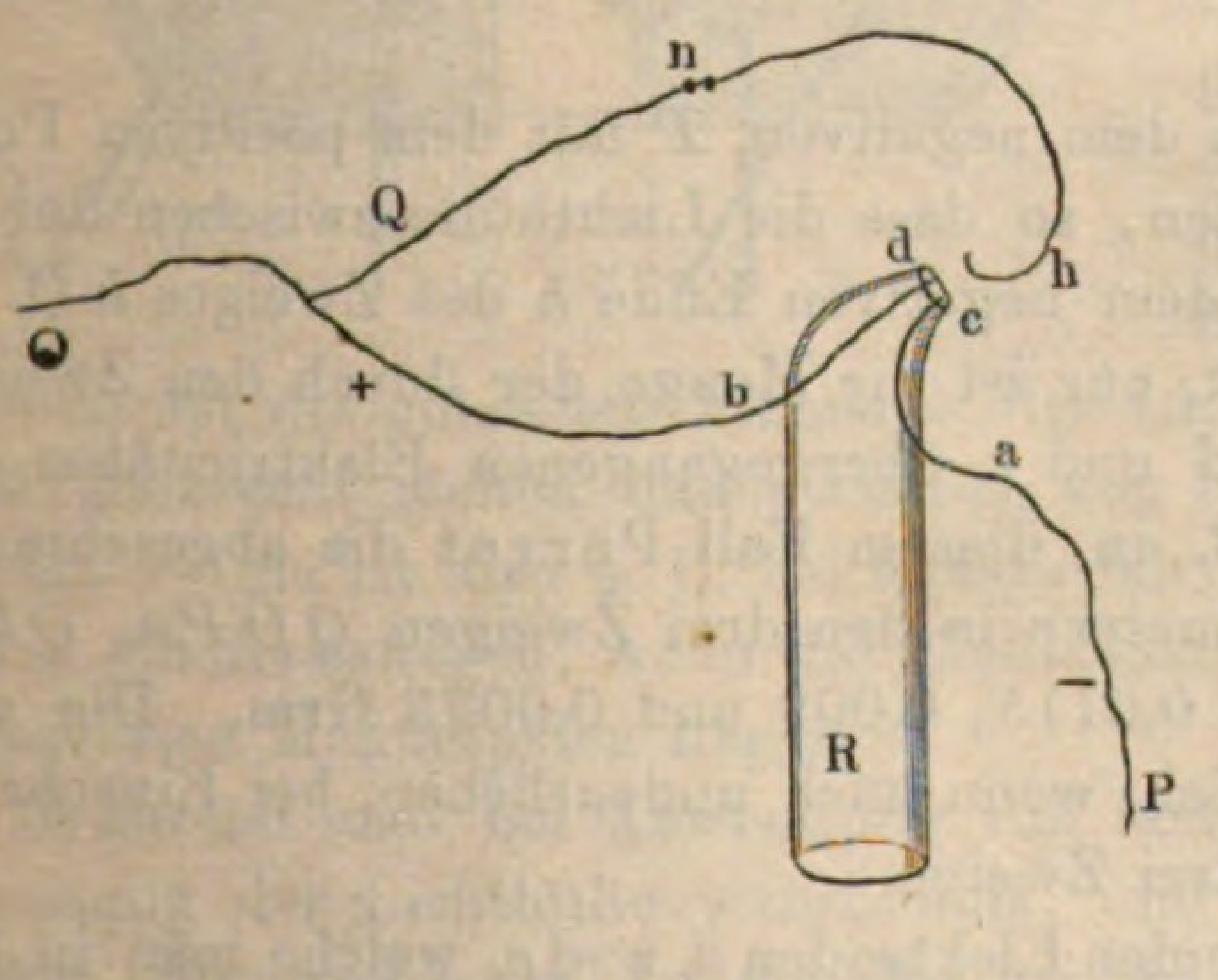
Vollständiger als durch die erwähnten Hülfsmittel geschieht die Trennung der beiden Theile der Inductionsfunken, indem man von der Seite, sei es mit dem Munde, sei es mit einem Blasebalg, einen starken Luftstrom gegen sie bläst. Der helle Funken bewahrt seine Lage zwischen den Elektroden unverändert; die Lichthülle wird aber in der Richtung des Luftstromes verschoben und erscheint einerseits von dem Funken begrenzt; andererseits ist sie je nach der Richtung des Luftstromes verschieden ausgefranzt [1]). 738

Ein in den Schliessungskreis des Inductionsstromes eingeschaltetes Galvanometer zeigt hierbei eine Abnahme der Stromintensität an, da der Weg des Stromes verlängert wird.

Bei gehöriger Einrichtung des Apparates gelingt es hierbei, die Lichthülle vollständig von dem Funken zu trennen [2]).

Man schmilzt in ein Glasrohr *R* (Fig. 342) zwei Platindräthe *ac* und *bd* ein, deren Enden in kleiner Entfernung an der Mündung des Rohres einander gegenüberstehen. Der Drath *ac* wird mit dem negativen Pol *P* des Inductionsapparates, *bd* mit dem positiven Pol *O* desselben verbunden, und von letzterem zugleich ein Drath *Qh* bis vor das Ende *c* des Drathes *ac* geführt. Bei Erregung des Inductionsapparates bilden sich die Funken mit ihrer Lichthülle zwischen den Enden *c* und *d* der Platindräthe. Wird nun durch das Glasrohr ein starker Luftstrom geblasen, so bleibt die Funkenentladung zwischen *d* und *c* bestehen. Die

Fig. 342.



[1]) Du Moncel, Notice sur l'appareil d'induction, p. 26. 1855;* Compt. rend. T. XL, p. 313. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 175.* — [2]) Perrot l. c.; auch du Moncel, Recherches p. 39 u. flgde.*

die Lichthülle bildende Materie wird aber mit dem Luftstrom gegen den Drath Qh hin fortgeführt und die continuirliche Entladung findet in der jetzt zwischen c und h sich lagernden Lichthülle und Drath hQ statt. — Steht das Ende h des Drathes Qh etwas seitlich von der Elektrode c, so kann, wenn der Luftstrom stark ist und vor der Elektrode vorbeigeht, die Lichthülle durch denselben über die Elektrode hinausgetrieben werden, sich dort in einzelnen Franzen ausbreiten und erst dann in einem Bogen zum Ende h zurückkehren.

Wird bei diesem Versuch der Drath Qb an einer Stelle unterbrochen, so zeigen sich an derselben allein Funken ohne Lichthülle, welche die negative Elektrode nicht umfassen, sondern an beiden Elektroden in gleicher Weise endigen.

Bildet man den Drath Qh aus zwei Dräthen hn und Qn, welche bei n einander gerade berühren, so bemerkt man daselbst den Uebergang der Elektricität unter Bildung einer schwachen Lichterscheinung, die die der Lichthülle charakteristischen Unterschiede an der positiven und negativen Seite zeigt.

Schaltet man in den unverzweigten Theil $QOPa$ der Schliessung der Inductionsrolle, so wie in die Zweige Qh und Qb Voltameter ein, in denen Kupfervitriol zersetzt wird, so scheiden sich in den in den Zweigen $QOPa$ und Qh befindlichen Voltametern fast gleiche Kupfermengen ab; das im Zweig Qb befindliche dagegen zeigt kaum eine Abscheidung von Kupfer. Die Elektricitätsmengen, welche sich bei der Bildung des Funkens zwischen c und d zwar in grosser Dichtigkeit, aber in sehr kurzer Zeit im Zweige dbQ ausgleichen, sind also verschwindend klein gegen die Mengen, welche nach dem Auftreten desselben langsamer in der zwischen c und h durch den Luftstrom fortgeblasenen Lichthülle im Zweige Qh circuliren.

Wird umgekehrt O mit dem negativen, P mit dem positiven Pol des Inductionsapparates verbunden, so dass die Lichthülle zwischen der jetzt positiven Elektrode c und dem negativen Ende h des Zweiges hQ übergeht, so findet dasselbe statt, nur ist die Menge der durch den Zweig Qd und den Funken zwischen d und c übergegangenen Elektricitäten etwas bedeutender. So fand z. B. in diesem Fall Perrot die abgeschiedenen Kupfermengen in den Voltametern in den drei Zweigen $QOPa$, Qh und Qb bei einem Versuch resp. 0,0115, 0,009 und 0,0025 Grm. Die analogen Erscheinungen zeigen sich, wenn auch undeutlicher, bei Einschaltung von Galvanometern in die drei Zweige.

Bringt man vor den beiden Elektroden d und c, welche man in einem weiteren Rohre befestigt, einen ∩förmigen Drath ef an, so dass seine Enden weiter von d und c abstehen als d und c selbst voneinander, so bleibt beim Durchblasen der Luft durch das Rohr der Funkenstrom zwischen d und c bestehen; die continuirliche Entladung findet aber durch die jetzt gegen die Enden e und f des Drathes ef getriebenen Lichthüllen statt.

Endlich kann auch durch die Einwirkung eines Magnetes die Lichthülle von dem Funken getrennt werden. Lässt man den Inductionsfunken 739

Fig. 343.

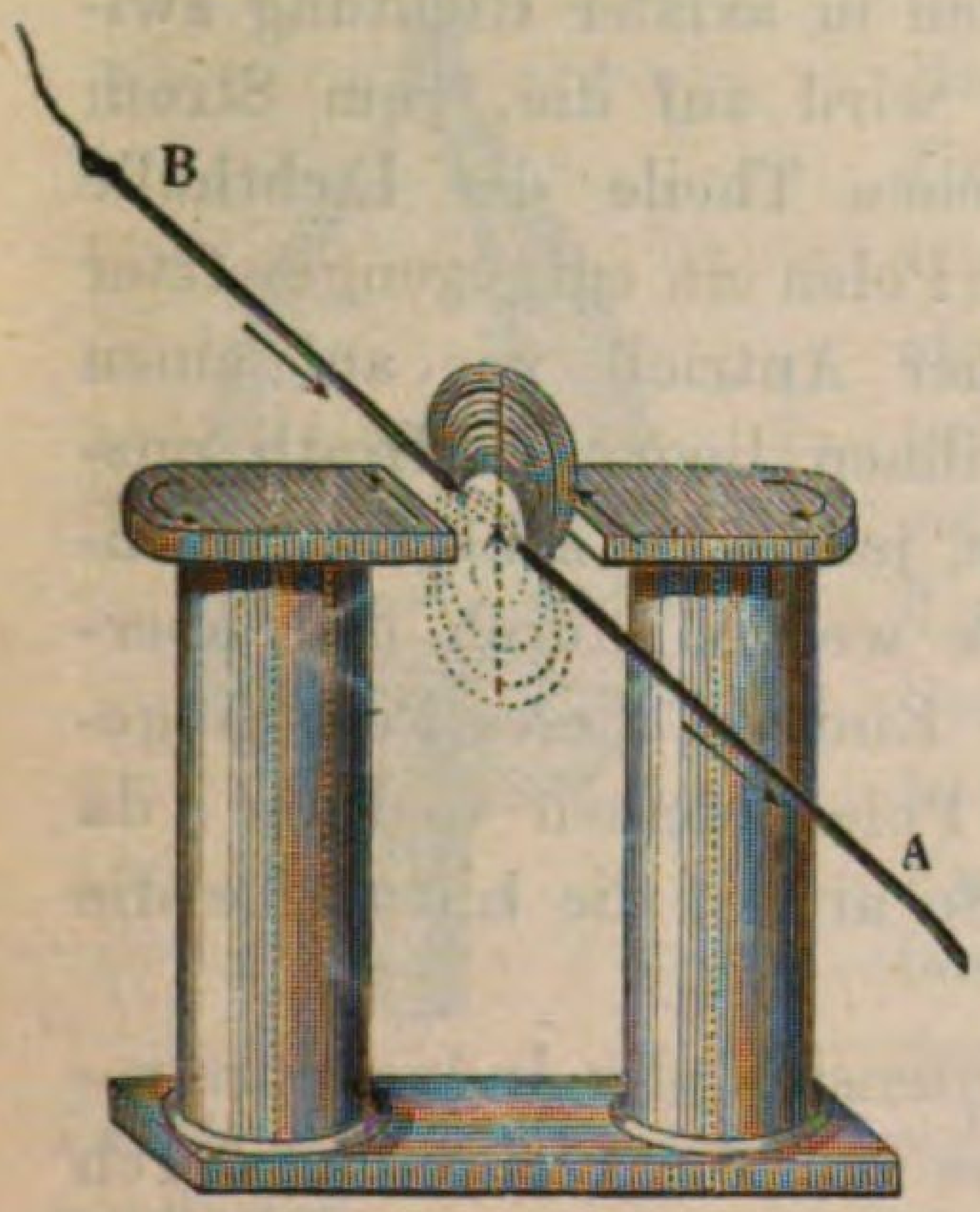
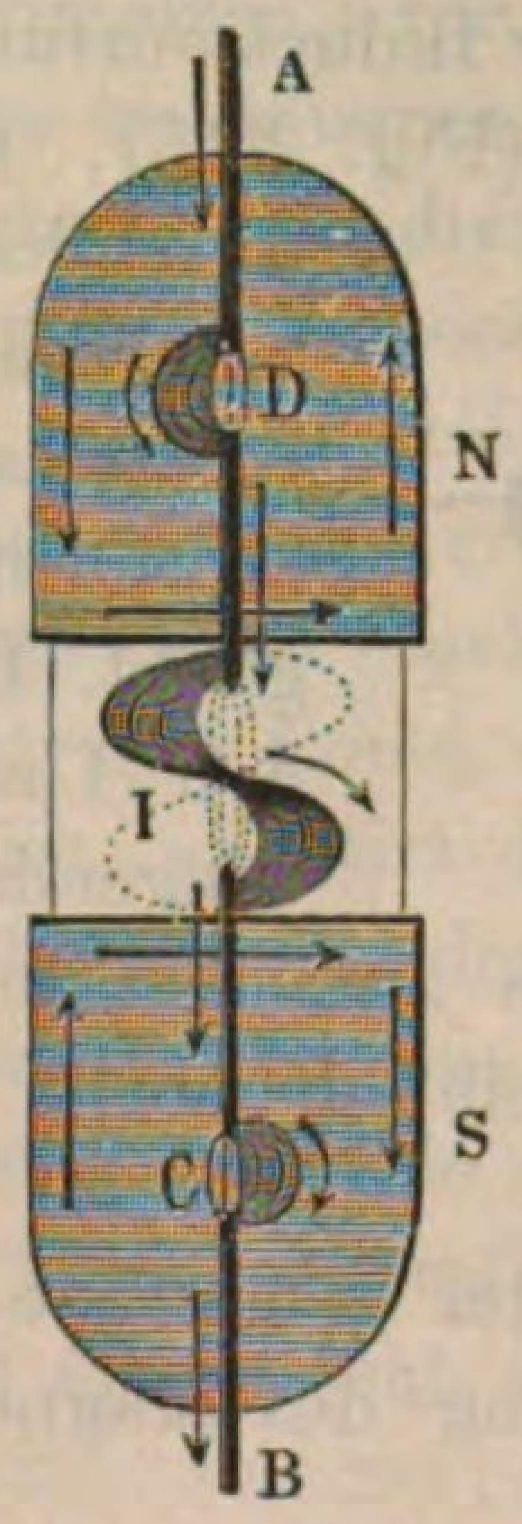
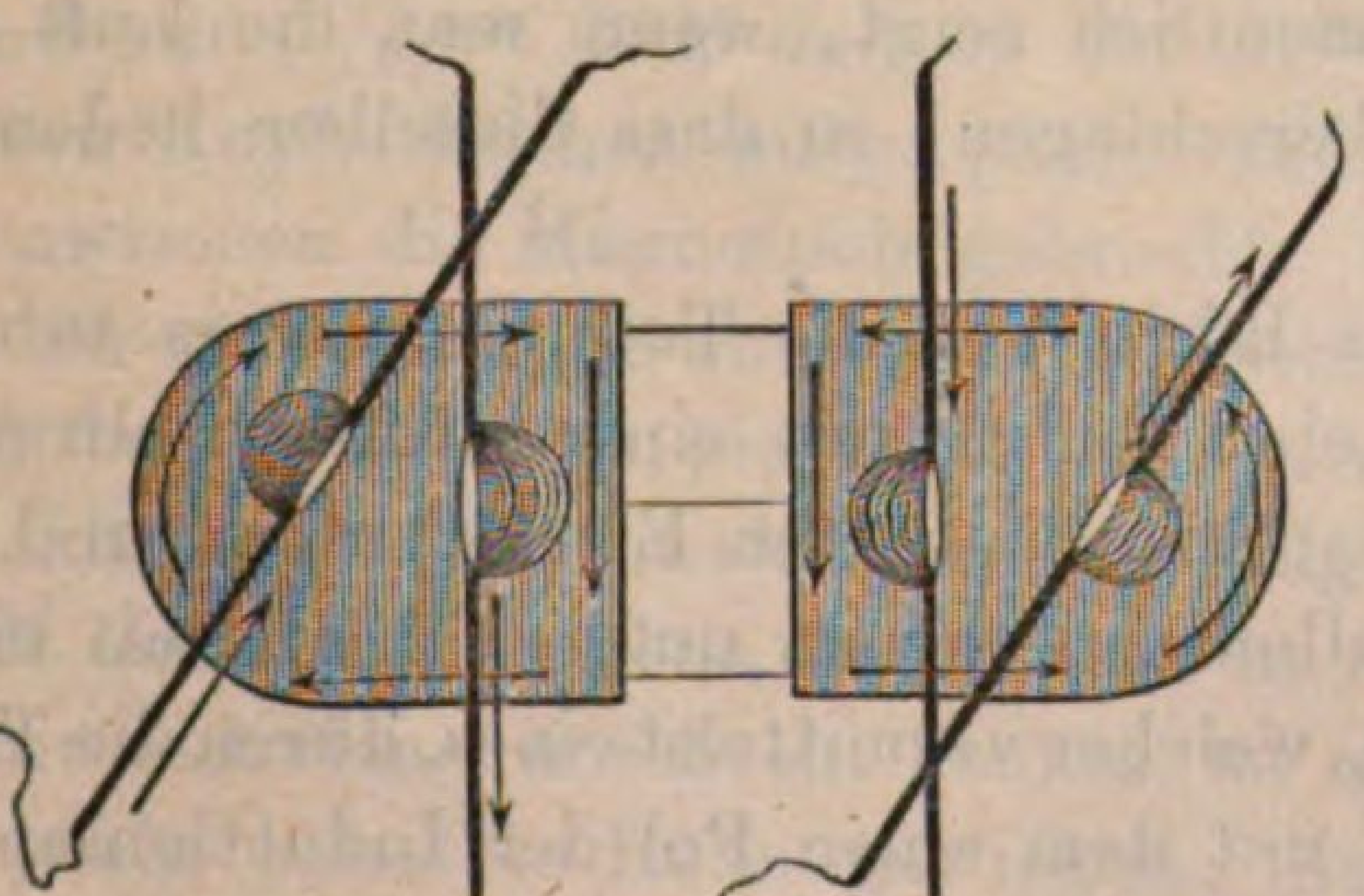


Fig. 345.



zwischen oder über den auf einen starken Elektromagnet gelegten Halbankern übergehen, so wird der Funken selbst in keiner Weise durch den Magnet aus seiner Bahn abgelenkt; wohl aber folgt die Lichthülle der Einwirkung desselben. Stellt man sich die Hülle vor als bestehend aus einzelnen elastischen Fäden, welche die Elektroden verbinden und in einer gegebenen Richtung den Strom leiten, so kann man hiernach stets ihre Ablenkung feststellen. Fig. 343 bis 345 stellen die Gestalt dieser Lichthülle bei verschiedenen Lagen der Elektroden *A* und *B* gegen die Magnetpole dar. — Findet die Entladung in der äquatorialen

Fig. 344.



Ebene statt, so werden sich die Theile der Lichthülle nach der Seite ablenken, auf der die, die Magnetpole darstellenden und durch Pfeile angegebenen Molekularströme mit dem Strom in der Lichthülle gleichgerichtet sind. — Die Gestalt der die Lichthülle begrenzenden Curve bestimmt sich danach, dass alle von den Magnetpolen auf die einzelnen Elemente der Lichthülle wirkenden Kräfte auf ihnen senkrecht stehen und dieselben von innen nach aussen sollicitiren müssen. — Sie ist also z. B. bei äquatorialer Richtung des Funkenstromes nahezu ein Kreisbogen, wenn die Elektroden gleich weit von den konisch zugespitzten Magnetpolen liegen.

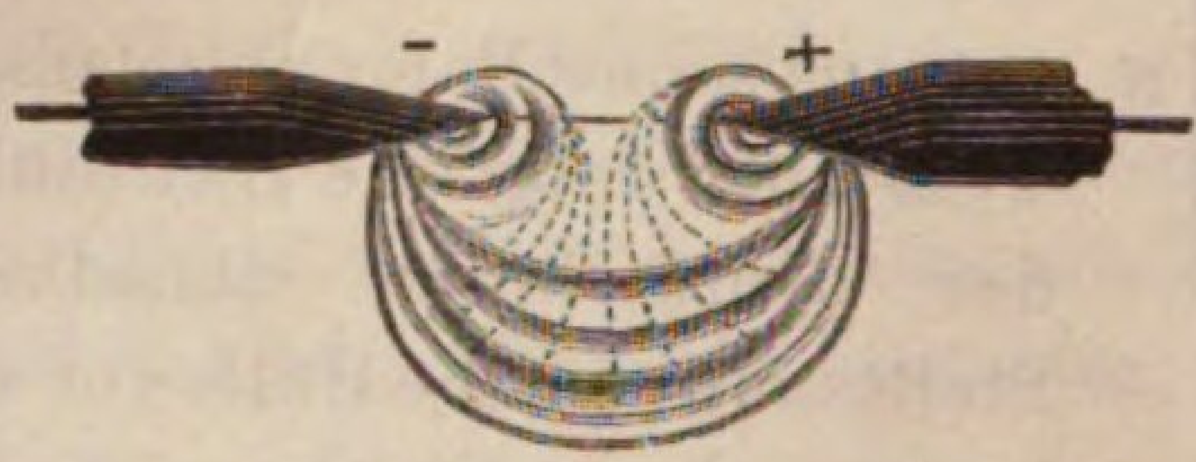
Während man bei Anwendung von Metallelektroden hierbei nur die Ablenkung der Lichthülle wahrnimmt, und dieselbe nur von schwachen Funken durchzogen ist, ist dieselbe bei Anwendung von Elektroden von Holzkohle oder Gaskohle von hellen Streifen durchzogen, indem wahrscheinlich bei der Entladung durch die elektrodynamische Wirkung der aufeinander folgenden Stromestheile einzelne Theilchen von den Elektro-

[1]) Du Moncel, Recherches, p. 47* u. flgde; vergl. auch Plücker, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 249. 1861.

den losgerissen werden und nun als Stromesleiter gleichfalls der Einwirkung des Magnetes folgen. Ausserdem sieht man Linien von hellen Lichtpunkten, welche sich spiralig um die Pole lagern (vergl. Fig. 346).

Findet die Entladung der Inductionsfunken in axialer Richtung zwischen den Magnetpolen statt (Fig. 345), so wird auf die, vom Strom durchflossenen Theile der Lichthülle von beiden Polen ein entgegengesetzter rotatorischer Antrieb wie auf einen zwischen ihnen liegenden Drath ausgeübt. Die, jedem Pol zunächst liegenden Theile werden durch den überwiegenden Einfluss dieses Poles abgelenkt; die Theile in der Mitte zwischen den Polen bleiben in Ruhe, da sich die Wirkungen beider Pole aufheben. So nimmt die Lichthülle die Form einer Spirale an.

Fig. 346.



Die durch ein Galvanometer gemessene Intensität des Inductionsstromes nimmt bei der Einwirkung des Magnetes auf die Lichthülle durch ihre Verlängerung ab.

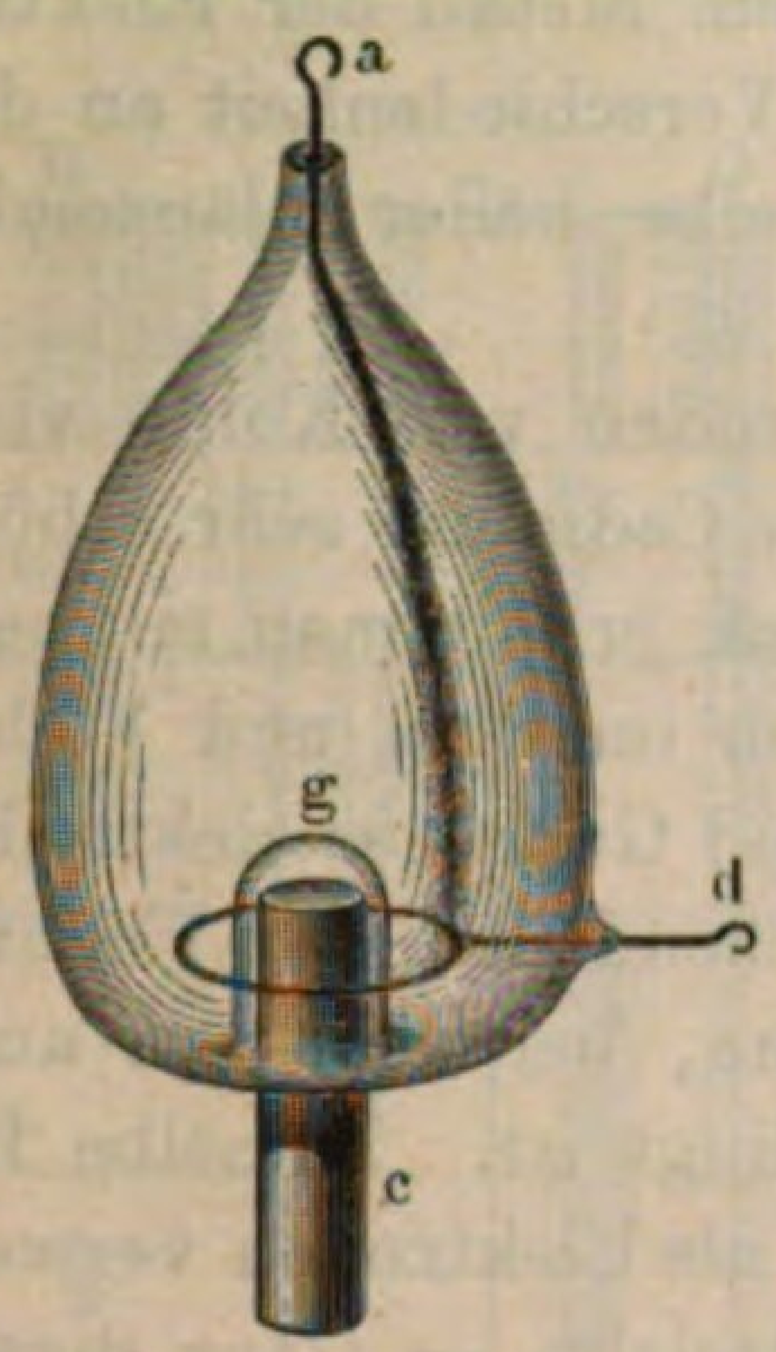
740 Findet die Entladung über einem einzigen Magnetpol in einer, der Magnetaxe parallelen Richtung statt, so geräth dieselbe in eine continuirliche Rotation, wie sich dies namentlich zeigt, wenn man die Luft verdünnt, in welcher die Funken überschlagen, so dass dieselben bedeutend verlängert erscheinen.

In dieser Weise setzte de la Rive[1]) in die Tubulatur eines tubulirten Glasballons einen, bis auf seine Enden mit einer dicken isolirenden Schicht von Wachs und einer Glasröhre bedeckten Eisenstab ein, und umgab denselben im Inneren des Ballons an seinem unteren Ende mit einem von ihm isolirten kupfernen Ringe, welcher vermittelst eines, durch die Tubulatur hindurchgeführten Drathes mit dem einen Pol der Inductionsspirale verbunden werden konnte. Nachdem in den Glasballon eine kleine Quantität Terpentinöl eingeführt war, wurde er evacuirt und vermittelst des Eisencylinders auf den einen oder anderen Pol eines starken Elektromagnetes gesetzt, und der andere Pol der Inductionsspirale mit dem Eisencylinder am Magnet verbunden. Die Lichtgarbe, welche hierbei von dem oberen Ende des Magnetes zum kupfernen Ringe überging, gerieth bei der Erregung des Magnetes in eine lebhafte Rotation in demselben Sinne, wie ein an ihre Stelle gesetzter, im gleichen Sinne vom Strom durchflossener Drath. — Diente hierbei der Eisenstab selbst als positive Elektrode, so bildeten sich auf seiner oberen Fläche leuchtende Punkte, die bei der Erregung des Magnetes gegen seinen Rand getrieben werden.

[1]) De la Rive, Archives [2.] T. II, p. 34. 1858;* T. V, p. 236. 1859;* Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 129.*

Einen sehr bequemen Apparat zur Hervorbringung dieser Rotation hat Geissler construirt. In eine Glaskugel, Fig. 347, sind bei *a* und *d* Platindräthe eingeschmolzen, von denen der untere zu einem Ringe im Inneren der Glaskugel umgebogen ist. Unten ist in dieselbe ein ganz geschlossenes Glasrohr *g* eingeschmolzen, in welches der Eisenstab *c* eingekittet ist. Die Luft in der Glaskugel ist mässig verdünnt. Man stellt den Apparat auf einen starken Magnetpol. Werden *a* und *d* mit den Polen des Inductionsapparates verbunden, so rotirt die zwischen ihnen entstehende Lichtgarbe um den Eisenstab. Dass hierbei die Funken mit ihrer, durch den Magnet fortgetriebenen Lichthülle rotiren, erklärt sich daraus, dass jeder folgende Funken in der abgelenkten Lichthülle des vorhergehenden eine leicht zu durchbrechende Gasschicht vorfindet.

Fig. 347.



Die oben erwähnte Analogie dieser Erscheinungen mit dem Verhalten 741
eines anderen, zwischen die Magnetpole gebrachten biegsamen Leiters wird durch einige hübsche Versuche von le Roux [1]) dargethan. Ein dünner Platindrath ($^1/_{15}$ ^{mm} dick und 15 bis 20 ^{ctm} lang) wird lose zwischen zwei dickeren Kupferdräthen ausgespannt und so in äquatorialer oder axialer Lage zwischen die Magnetpole gebracht. Leitet man nun durch denselben einen Strom (von 12 Bunsen'schen Elementen), durch den er in lebhaftes Glühen geräth, so biegt er sich im ersteren Falle je nach der Stromesrichtung und Magnetisirung des Magnetes nach oben oder unten in Gestalt eines Kreisbogens, im zweiten in *S*form. — Wird der Platindrath um eine metallene, durch ein kleines, an einem Seidenfaden hängendes Gegengewicht belastete Rolle gewickelt, die mit dem einen Pole der Säule verbunden ist, und dieselbe über einem polirten verticalen Eisenstab aufgestellt, der auf den einen Pol eines kräftigen Magnetes aufgesetzt ist, wird ferner das freie Ende des Drathes an dem Eisenstab befestigt, und dieser mit dem anderen Pol der Säule verbunden, so rotirt der Drath um den Eisenstab und wickelt sich dabei von der Rolle ab und auf letzteren auf. — Statt des Platindrathes kann man auch Silberdrath verwenden, dessen Temperatur durch den Strom nicht ganz zum Glühen gesteigert zu werden braucht, um diese Erscheinungen zu zeigen.

Zerlegt man das Licht der in der Luft oder in anderen Gasen von 742
gewöhnlicher Dichtigkeit übergehenden Inductionsfunken durch ein Prisma, so ist das Spectrum derselben zusammengesetzt aus den Spectren des eigentlichen hellen Lichtfunkens und der verschiedenen Theile der ihn

[1]) Le Roux, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. LIX, p. 409. 1860.*

umgebenden Lichthülle. Wegen der geringeren Helligkeit der letzteren treten die ihnen zukommenden Antheile des Spectrums meist weniger hervor. — Wie schon die Farbe der Funken nach dem Metall der Elektroden verschieden ist, bemerkt man eine analoge Verschiedenheit an den Spectren derselben. Diese Spectra zeigen eine Reihe heller glänzender Lichtlinien.

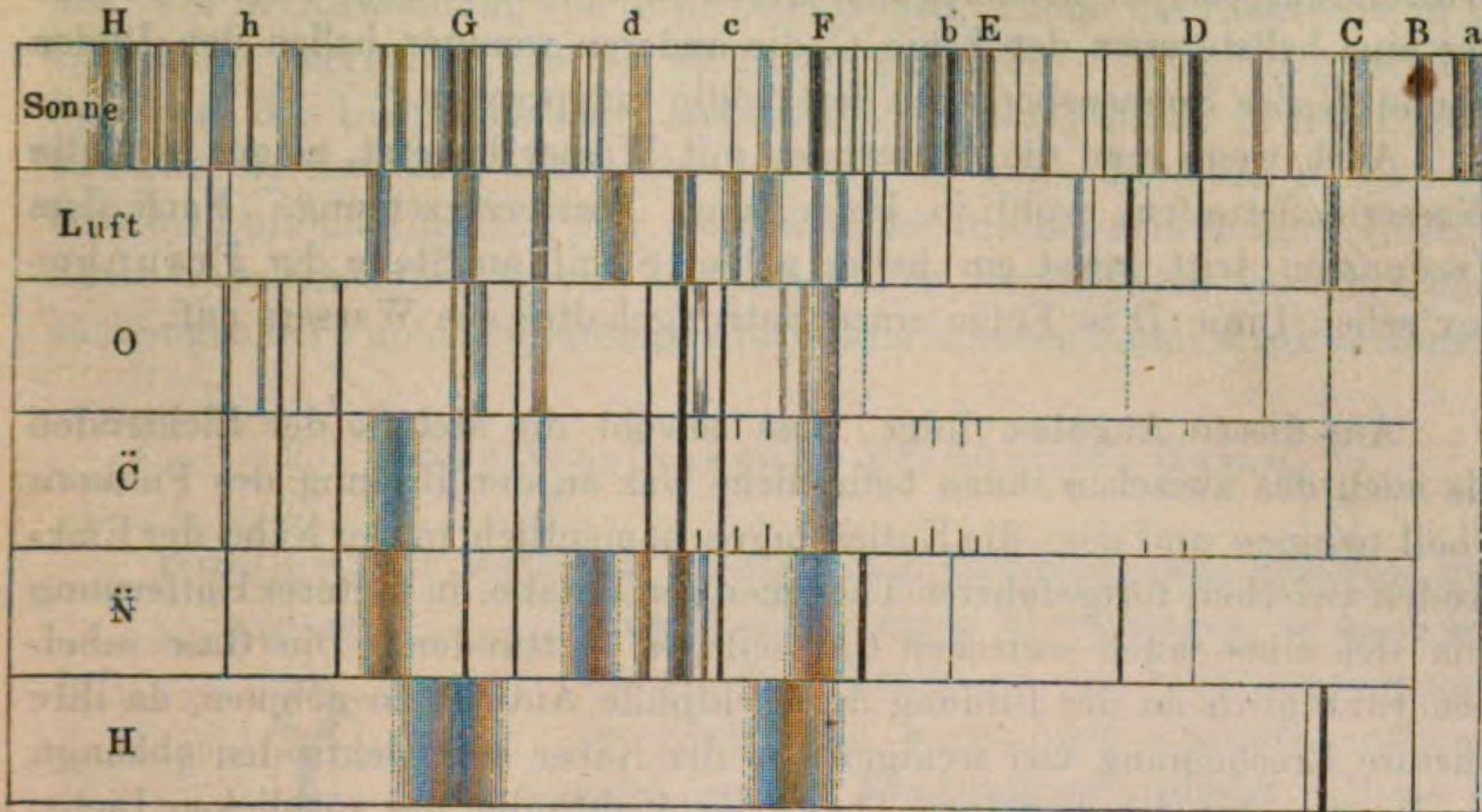
Man beobachtet dann namentlich bei Elektroden von Kohle viele feine glänzende Linien im Violett; bei solchen von Cadmium sehr schöne helle Linien im Blau und Grün; bei solchen von Zink erhält man ein sehr lebhaftes Grün; bei Kupfer viele helle feine Linien im Blau und Violett u. s. f.[1]). Das Licht der zwischen Holzkohlen- und Gaskohlenelektroden circulirenden Funken ist hierbei fast ganz entsprechend dem der Flamme einer Talg- oder Stearinkerze und einer Oelflamme, bei denen ja auch das Leuchten durch glühende Kohlentheilchen bedingt ist. Dieselbe Erscheinung zeigt sich, wenn man z. B. Platindräthe als Elektroden verwendet und diese mit fetten und flüchtigen Oelen bestreicht. — Ganz dieselben Linien giebt der zwischen verschiedenen Elektroden hergestellte Lichtbogen. — Bei Blei, Zinn, Wismuth und Eisen sind die Linien nicht so deutlich. Besonders deutlich treten die hellen Linien hervor, wenn man die Funken zwischen den Elektroden in Chlorgas übergehen lässt, oder die letzteren mit Chlorwasserstoffsäure benetzt, da dann die Verbrennung und Verdunstung des Metalls befördert wird. — Diese Linien entsprechen ganz den Linien im Spectrum des Entladungsfunkens der Leydener Flasche, wie sie zuerst von Wheatstone[2]) und später von Masson[3]) und Angström[4]) beobachtet wurden.

743 Ausser den den Metallelektroden eigenthümlichen Linien bemerkt man in den Spectren der Funken, wenn sie in verschiedenen Gasen übergehen, noch besondere helle Streifen, welche constant bleiben, welches auch der Stoff der Elektroden sei, und die sich nach der Natur des Gases ändern. — Diese Streifen hat schon Masson l. c. bemerkt, sodann haben sie Angström l. c. und van der Willigen[5]) näher untersucht. Gewöhnlich zeigt der Funken in der Nähe des Elektroden überwiegend die Metallstreifen, in grösserer Entfernung von denselben die den Gasen angehörigen Streifen, weshalb es vortheilhaft ist, längere Funken bei den Beobachtungen dieser letzteren zu verwenden und nur das Licht ihres mittleren Theiles durch das Prisma zu zerlegen. Auch ist es zweckmässig, Platin-, Eisen- oder Coakselektroden zu benutzen, da bei ersteren wenig deutliche, bei letzteren nur wenige, scharf von den anderen Linien im Spectrum zu unterscheidende Streifen auftreten.

[1]) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 473. 1859.* — [2]) Wheatstone, British Association 1835; Becquerel, Traité T. IV, p. 34.* — [3]) Masson, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXI, p. 295. 1851.* — [4]) Angström, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 141. 1855.* — [5]) van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 610. 1859.*

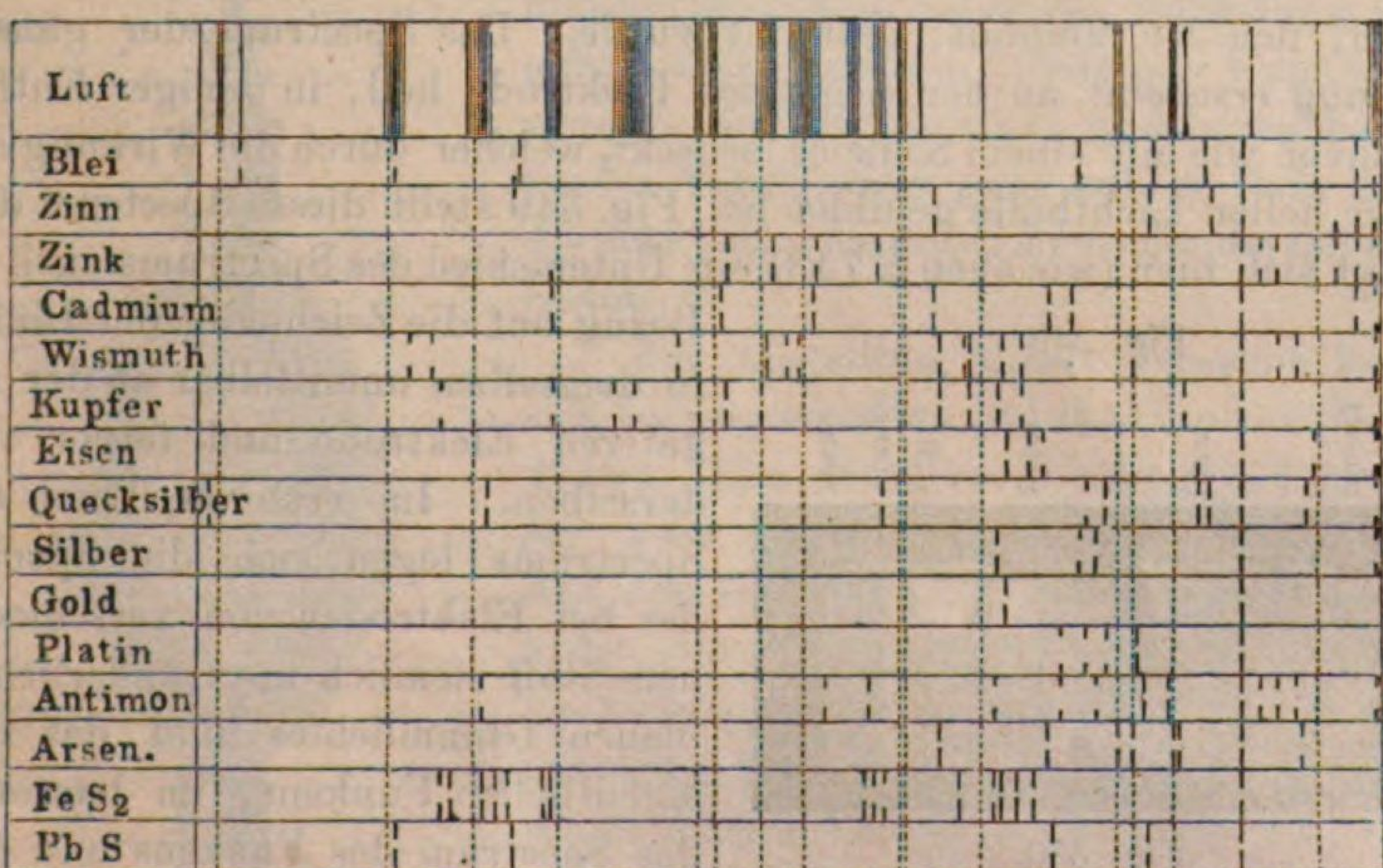
Wir geben nach Angström die Zeichnung einiger Spectra von Funken von Reibungselektricität, wie sie in der Mitte zwischen den Elektro-

Fig. 348 a.



den die den Gasen (Fig. 348 a), dicht an denselben die den Metallen angehörigen Streifen (Fig. 348 b) ergeben, und fügen das Spectrum des Son-

Fig. 348 b.



nenlichtes bei. In ersteren bezeichnen indess die dunklen Linien die hellen Lichtlinien, in letzterem bezeichnen sie die dunklen Fraunhofer'schen Linien.

Bemerkenswerth ist hierbei die sehr grosse Uebereinstimmung des Spectrums des Sauerstoffs und der Kohlensäure, so dass man glauben könnte, letztere werde durch die Funken in Kohle und Sauerstoff zersetzt.

Auch in dem Stickoxyd- und Stickoxydul-Spectrum treten die Linien des Sauerstoffs grösstentheils wieder auf, zu denen dann noch einige andere hinzukommen. Das Spectrum ist dem in der Luft ganz analog. Das Wasserstoffspectrum zeichnet sich durch drei helle Räume aus, von denen der eine hellste etwa der Linie *C*, die anderen weniger hellen den Linien *F* und *G* des Sonnenspectrums fast völlig entsprechen.

Auch wenn man die Elektroden mit Wasser benetzt, zeigen sich die Wasserstoffstreifen, wohl in Folge einer Wasserzersetzung. Nach dem Verdunsten tritt meist ein heller gelber Streif an Stelle der Fraunhofer'schen Linie *D* in Folge eines Natrongehaltes des Wassers auf.

744 Aus diesen Angaben folgt, dass sowohl die Metalle der Elektroden als auch das zwischen ihnen befindliche Gas an der Bildung des Funkens Theil nehmen und dass die Entladungen namentlich in der Nähe der Elektroden zwischen fortgeführten Theilchen der Metalle, in weiterer Entfernung von denselben auch zwischen Gastheilchen stattfinden. Die Gase scheinen vorzüglich an der Bildung der Lichthülle Antheil zu nehmen, da ihre äussere Erscheinung viel weniger von der Natur der Elektroden abhängt. — Die Spectra der einzelnen Theile der Lichthülle, des röthlichen Lichtkegels an der positiven, und des violetten Lichtes an der negativen Elektrode sind von du Moncel beobachtet worden. Er hat dazu einmal das Spectrum der ganzen Entladung zwischen beiden Elektroden untersucht, sodann das der Lichthülle allein, welche durch einen Magnet von dem Funken, den sie umhüllt, getrennt wurde. Das Spectrum der ganzen Entladung erscheint an der negativen Elektrode hell, in einiger Entfernung davon wie mit einem Schleier bedeckt, welcher durch die Wirkung der weniger hellen Lichthülle gebildet ist. Fig. 349 stellt dieses Spectrum dar. Es zeigt sich hier (wie oben §. 743) ein Unterschied des Spectrums auch in Bezug auf die Zeichnung der Linien in demselben unmittelbar an der negativen Elektrode und ferner von derselben. Im ersteren Theil des Spectrums legen sich die Spectra des bei Elektroden von verschiedenem Stoff ziemlich unveränderlichen blauen Glimmlichtes und das des eigentlichen Funkens; im letzteren das Spectrum des Funkens und das der ihn umgebenden Lichthülle übereinander. Meist kann man in dem ersteren Spectrum fünf Abtheilungen unterscheiden, welche vom Roth bis zum Gelb, von dort bis zum Apfelgrün, dann bis zum Blau, bis zum Violett und von dort weiter sich erstrecken.

Fig. 349.

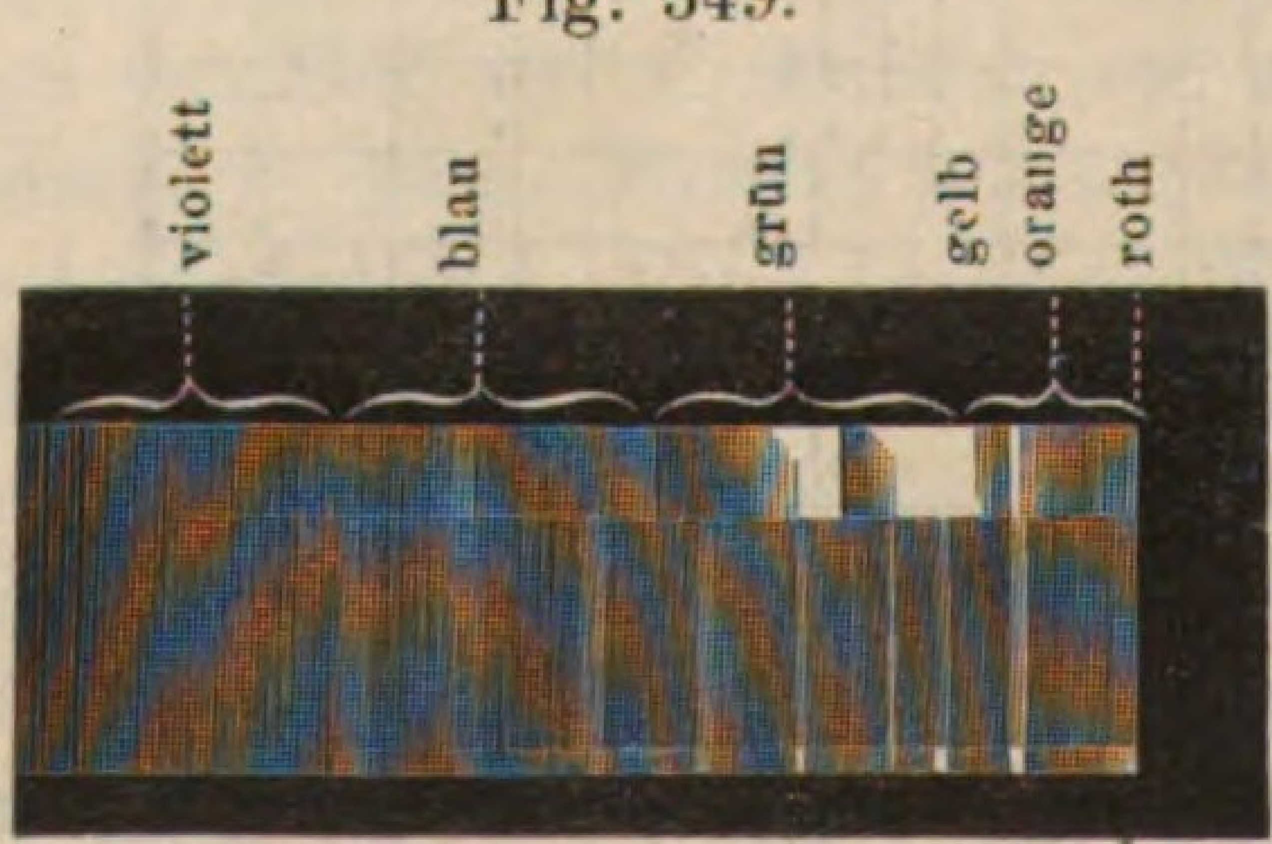


Fig. 350.



Fig. 350 stellt das Spectrum der durch den Magnet abgelenkten

Lichthülle dar. Dasselbe ist bei den Elektroden von verschiedenen Metallen unveränderlich dasselbe. Nur in dem Fall, wo durch lebhafte Verbrennung des Metalles der einen Elektrode oder durch Zerstäuben derselben, wie bei Anwendung von Kohlenelektroden, Theile der Elektrode in die Lichthülle übergehen, ist es secundär geändert [1]). Das so gewonnene Spectrum der Lichthülle beim Ueberschlagen der Funken in der Luft ist dasselbe, welches man auch allein beobachtet, wenn dieselben in sehr verdünnter Luft übergehen. Wir werden daher die bei Anwendung verschiedener Gase erzeugten Spectra der Lichthüllen ausführlicher bei den Untersuchungen der Funkenentladungen im luftverdünnten Raum studiren können

2. Inductionsfunken in verdünnten Gasen.

Wird die Luft verdünnt, in der die Inductionsfunken zwischen zwei 745
Spitzen oder Kugeln überschlagen, so kann man bei gleicher Erregung des Inductionsapparates die Elektroden weiter von einander entfernen, ohne dass der Funkenstrom aufhört. Diese Erscheinung ist ganz analog der Beobachtung, dass die Schlagweite einer Leydener Batterie unter sonst gleichen Verhältnissen proportional mit der Verdünnung der Luft zwischen den Kugeln zunimmt, zwischen denen die Entladung vor sich geht. Dabei werden indess die Funken immer weniger hell und deutlich und hören bei bedeutender Verdünnung ganz auf, so dass dann nur die sehr ausgebreitete Lichthülle derselben übrig bleibt.

Fig. 351.



Zur Anstellung dieser Versuche kann man sich des sogenannten „elektrischen Eies" bedienen. Eine längliche Glaskugel, Fig. 351, ist auf zwei gegenüberliegenden Stellen tubulirt. Auf den einen Tubulus ist eine Stopfbüchse gekittet, durch die ein Metallstab *cb* auf und nieder geschoben werden kann, welcher im Inneren der Glaskugel eine Metallkugel *b* trägt. Auf den anderen Tubulus ist eine Messingfassung aufgekittet, welche einen zweiten Metallstab mit einer Kugel *a* trägt. Ausserhalb ist an der Fassung ein Hahn *h* angebracht, vermittelst dessen die Glaskugel auf die Luftpumpe aufgesetzt und evacuirt oder auch mit anderen Gasen gefüllt werden kann. Ein Holzteller dient dazu, das

1) Du Moncel, Recherches p. 95 u. flgde.

elektrische Ei nach dem Abnehmen von der Luftpumpe aufzustellen. An die beiden Fassungen des Eies sind Klemmschrauben gelöthet, in welche die Elektroden des Inductionsapparates eingefügt werden können.

746 Sehr bequem zur Darstellung der Lichterscheinungen im luftverdünnten Raum sind auch die von Gassiot und Geissler[1]) construirten Röhren, welche jetzt meist mit dem Namen der Geissler'schen Röhren bezeichnet und in den verschiedensten Formen verfertigt werden.

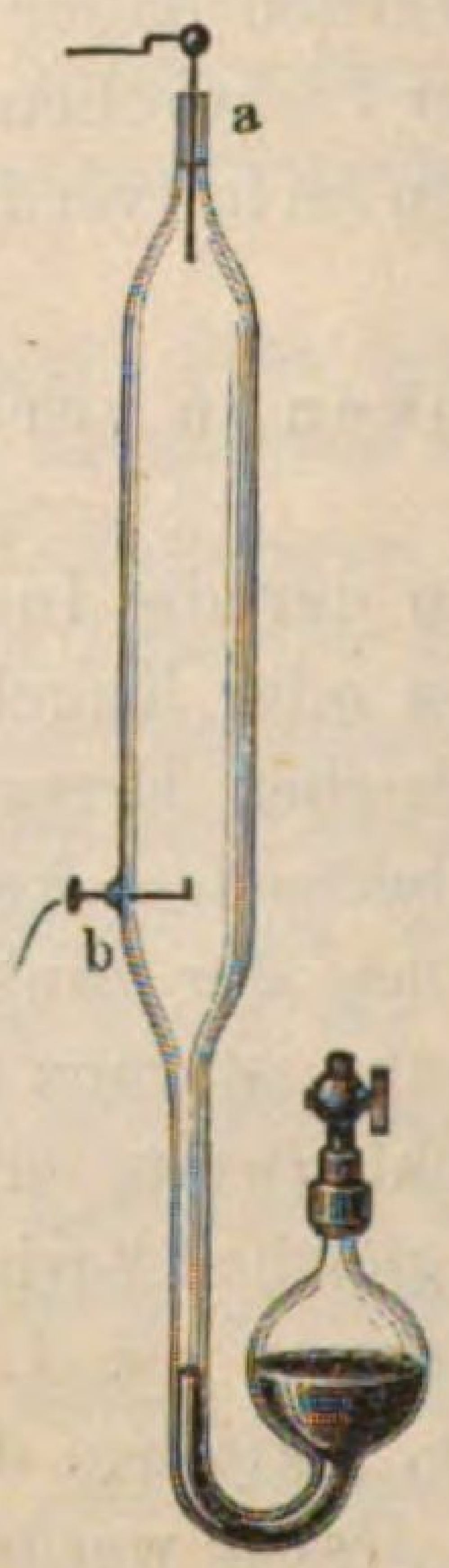
Fig. 352.



Fig. 353.



Fig. 354.



Dieselben bestehen Fig. 352 und 353 aus Glasröhren, in welche auf beiden Enden Dräthe von Platin oder anderen Metallen eingeschmolzen sind, die mit verschiedenen Gasen gefüllt, sodann durch eine Luftpumpe recht vollständig (bis $^1/_4$ mm bis 1 mm Druck) evacuirt und endlich zugeschmolzen werden. Gassiot hat diese Röhren häufig so erhalten, dass er in den oberen Theil eines 35 bis 40 Zoll langen Barometerrohres in einem beliebigen Abstande zwei Platindräthe einschmolz, sodann das Rohr mit Quecksilber füllte, in dem die Platindräthe enthaltenen Theile des Rohres das Torricelli'sche Vacuum herstellte und nun jenen Theil abschmolz. Das abgeschmolzene Rohr enthält dann nur Quecksilberdampf. — Bei anderen Versuchen bediente sich Gassiot eines mit Quecksilber gefüllten Rohres von der Gestalt Fig. 354, in welches bei *a* und *b* zwei Platindräthe eingeschmolzen waren. Durch den Hahn wurde die Luft ausgepumpt, wodurch das Quecksilber im Rohr *ab* sank und das Vacuum hergestellt war.

Der durch diesen luftverdünnten Raum hindurchgehende Inductionsstrom hat ganz dieselben Eigenschaften, wie der Strom in den metallischen und flüssigen Leitern; er vermag z. B. Magnetnadeln zu magnetisiren und abzulenken u. s. f. Analog hatte schon früher Savary[2]) nachgewiesen, dass Stahlnadeln, welche sich in gleichem Abstand von Metalldräthen und einer stark evacuirten Glasröhre befinden, die in den Entladungskreis einer Leydener Batterie eingeschaltet sind, durch den Schlag derselben gleich stark magnetisirt werden.

[1]) Gassiot, Athenäum 1854. p. 1177; Phil. Trans. 1858. pt. I, p. 1.* — [2]) Savary, Compt. rend. T. VII, p. 687. 1828.*

Untersucht man die Entladungen des Ruhmkorff'schen Apparates 747
in dem elektrischen Ei, nachdem die Luft in demselben auf 3 bis 4^{mm} Quecksilberdruck ausgepumpt ist, so zeigt sich eine Erscheinung, welche ganz analog der Erscheinung der Lichthülle des Inductionsfunkens in der gewöhnlichen Luft ist und ganz übereinstimmt mit der von Faraday [1]) beschriebenen dunklen Entladung (vergl. auch Thl. I, §. 497). Die als positive Elektrode dienende Kugel ist dunkel oder nur mit kleinen glänzenden Lichtpunkten bedeckt, und von ihr geht ein mattröthlich gefärbter und unten sich erweiternder Lichtkegel aus, welcher in einiger Entfernung von der negativen Kugel in einer ihr nahezu concentrischen Oberfläche endet und von jener Kugel durch einen dunklen Raum getrennt ist. Die negative Kugel selbst, so wie der sie tragende Stiel ist bis zu einer gewissen Länge mit schön lavendelblauem Glimmlicht bedeckt, welches sich auf dem Stiel um so weiter ausbreitet, je dünner derselbe und je kleiner die Kugel an seinem Ende ist. Unter dem Glimmlicht ist die Kugel mit röthlich weissem Licht umgeben, so dass sie zu erglühen scheint. Dieses Licht ist wahrscheinlich durch Erglühen kleiner, von der Kugel losgerissener Theilchen bedingt [2]).

Bei fortgesetztem Durchleiten des Stromes durch das Rohr in derselben Richtung bedeckt sich bald der die negative Elektrode umgebende Raum der Röhre mit einem metallischen Anflug, während die Elektrode selbst rauh und corrodirt erscheint. Die Farbe des Anfluges entspricht ganz der des fein vertheilten Metalles der Elektrode; er ist bläulich bei Silber, grünlich bei Gold, schwärzlich bei einer Platinelektrode [3]). — Man kann das Beschlagen des Rohres verhindern, wenn man über die Elektrode im Inneren desselben ein vorn offenes Glasröhrchen löthet, dessen Durchmesser etwas grösser ist als der der Elektrode, und welches ein wenig über das Ende derselben hinüberragt. Eine negative Elektrode von Aluminium scheint verhältnissmässig wenig corrodirt zu werden.

Bringt man in den mit höchst verdünnter Luft gefüllten Raum des 748
elektrischen Eies oder der Geissler'schen Röhren verschiedene andere Gase als Luft, so ändert sich die Erscheinung des Lichtes in ähnlicher Weise um, wie die Lichthülle des Inductionsfunkens in der Kerzenflamme. Dies wurde zuerst von Grove [4]) bei Einführung eines Stückchens Phosphor beobachtet, welches auf eine, an der unteren Kugel des elektrischen Eies befestigte Platinschale gelegt wurde. Später fand Quet [5]) dieselbe Erscheinung bei Einführung ganz geringer Mengen Terpentinöl, Chlorzinn,

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIII, §. 1544;* vergl. auch Riess, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 294. 1854.* — [2]) Vergl. Abria, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. VII, p. 477. 1843* (und auch Masson und Breguet, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. IV, p. 143 1842,* bei Anwendung des Extrastromes und unter Verwechselung der Pole). — [3]) Gassiot, l. c. Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 90. 1858.* — [4]) Grove, Phil. Trans. 1852. pt. I, p. 100.* — [5]) Quet, Compt. rend. T. XXXV, p. 949;* Pogg. Ann. Ergänzbd. Bd. IV, S. 507.*

Alkohol, Holzgeist in den leeren Raum des Eies. Dabei sondert sich der von der positiven Elektrode ausgehende Lichtkegel in eine Reihe heller Schichten, die der positiven Elektrode concentrisch sind, sich in weiterer Entfernung von derselben mehr abflachen, und welche durch dunkle Streifen voneinander getrennt sind. Diese Streifen scheinen auf und nieder zu wallen, indem bei Ungleichheiten des Entladungsstromes ihre Stellung wechselt. Zwischen der negativen Elektrode und dem Lichtkegel bleibt unverändert eine dunkle Schicht. — Das violette Licht an der negativen Elektrode ist gleichfalls geschichtet; es scheint aus einer äusseren und inneren blauen Schicht zu bestehen, die durch eine dunklere Lage voneinander getrennt sind. Diese Schichten sind dann von einem undeutlicheren bläulichen Lichtschein umgeben. — Ganz analog sind die Erscheinungen in den Geissler'schen Röhren.

749 Man könnte glauben, dass die einzelnen Schichten des elektrischen Lichtes dadurch hervorgerufen wären, dass bei der Bewegung des Interruptors des Inductionsapparates eine Reihe einzelner Entladungen einander folgten, von denen jede eine erleuchtete Luftmasse von der positiven zur negativen Elektrode hinführte. Dem ist jedoch nicht so, denn schon bei einmaligem Oeffnen des Kreises des inducirenden Stromes zeigt sich die Schichtung, selbst wenn dieses Oeffnen ganz plötzlich erfolgt [1]), indem man z. B. eine mit dem einen Ende der Leitung verbundene Metallspitze von einem mit dem anderen Ende derselben verbundenen Metallblech abschiebt.

Ja sogar bei der Entladung eines einzelnen Funkens der Elektrisirmaschine oder der Leydener Flasche durch eine Geissler'sche Röhre oder das elektrische Ei erhält man schon die Streifung des elektrischen Lichtes; nur muss man die Entladungszeit derselben auf irgend eine Weise verzögern. Van der Willigen [2]) setzt zu diesem Zwecke die innere Belegung einer Leydener Flasche mit dem Conductor der Elektrisirmaschine in Verbindung, und verbindet die äussere Belegung derselben mit der einen Fassung des elektrischen Eies, während von der anderen Fassung desselben ein Drath ausgeht, der in einer Kugel endet, welche in geringer Entfernung von der Kugel der Leydener Flasche aufgestellt ist. Bei dem Drehen der Scheibe der Elektrisirmaschine ladet sich die Flasche und entladet sich durch den das elektrische Ei enthaltenden Schliessungskreis. Man bemerkt noch keine Schichtung des Lichtes in demselben, selbst wenn der luftverdünnte Raum Terpentinöl- oder Bergamottöldampf enthält. So wie aber in den Schliessungskreis an irgend einer Stelle eine feuchte Schnur eingeschaltet wird, tritt die Schichtung hervor. Je länger die Schnur ist, desto mehr geht die bläuliche Farbe des Lichtes an der positiven Elektrode gegen die negative Elektrode hin ins rosenrothe über. Indess kommen bei diesen Versuchen zuweilen auch abwechselnd gerichtete Ströme vor (s. unten).

[1]) Quet l. c. — [2]) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 494. 1856.*

Man könnte ferner vermuthen, da jede einzelne Entladung der Leydener Flasche aus einer Reihe von Partialentladungen besteht, welche in kurzen Zwischenräumen aufeinander folgen, so dass jede von diesen Entladungen zur Bildung einer einzelnen leuchtenden Schicht Veranlassung giebt. Lässt man indess vor einer Geissler'schen Röhre, durch welche die Entladungen hindurch stattfinden, einen Spiegel schnell um eine, der Axe des Rohres parallele Axe rotiren und projicirt das Bild des Rohres auf eine matte Glasplatte, so erscheinen die Bilder des durch die aufeinander folgenden Partialentladungen erleuchteten Rohres nebeneinander auf der Glasplatte, und zwar ist stets das ganze Rohr im Bilde erleuchtet (mit Ausnahme des dunklen Raumes, welcher, da die aufeinander folgenden Partialentladungen in ihrer Richtung abwechseln können, auch abwechselnd bei den einzelnen Bildern an der einen und anderen Elektrode liegen kann).

Die Schichtung des elektrischen Lichtes bietet vielmehr eine sehr 750
grosse Analogie dar mit dem Verhalten der elektrischen Entladung einer Batterie durch einen dünnen Drath, welcher durch dieselbe in scharfen Ecken gebogen wird und zerrissen werden kann; ebenso mit der discontinuirlichen Entladung durch Flüssigkeiten. Durch Riess [1]) ist nachgewiesen worden, dass die stärkere Art dieser Entladung, bei der zwischen den, in eine Flüssigkeit eingesenkten Metallelektroden ein glänzender Funke übergeht, welcher wahrscheinlich aus einzelnen, zwischen den einzelnen Theilen der Flüssigkeitsschicht stattfindenden, sehr dicht aufeinanderfolgenden sprungweisen Entladungen besteht, unter gewissen Bedingungen in die schwächere discontinuirliche Entladung sich umwandelt, bei der nur bei den Elektroden eine solche sprungweise Entladung durch Funken stattfindet, welche indess in der sie verbindenden Flüssigkeitsschicht continuirlich wird. Dies geschieht namentlich bei zunehmender Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit, wenn der Abstand der Elektroden grösser wird und die elektrische Dichtigkeit der Batterie sich vermindert. Vermuthlich nimmt entsprechend diesen Bedingungen allmälig zwischen den beiden erwähnten Extremen die Zahl der Intermittenzstellen ab und die Länge der zwischen ihnen befindlichen Flüssigkeitsschichten zu, in denen die continuirliche Entladung erfolgt.

In ähnlicher Weise bestände auch der elektrische Entladungsfunken in der Luft aus einzelnen aufeinanderfolgenden Funken, wie dies auch bei Betrachtung desselben in einem rotirenden Spiegel sich ergiebt [2]). Mit blossem Auge kann man wegen der Kürze der Intermittenzstellen dieselben nicht beobachten. — Wird die Luft verdünnt, so tritt die discontinuirliche Entladung leichter ein, und die Entfernung der Elektroden kann

[1]) Riess, Pogg. Ann. Bd. CVI, p. 77. 1859;* vergl. auch Morren, Cosmos T. XIV, p. 128. 1859.* — [2]) Vgl. hierüber Feddersen, Pogg. Ann. Bd. CIII, p. 69. 1858. Wir geben nur eine Andeutung dieser Punkte, soweit sie zur Erklärung der Erscheinungen an dem Inductionsfunken erforderlich ist.

vergrössert werden. Die continuirliche Entladung nimmt noch mehr ab. Mischt man nun der Luft besser leitende Gase bei, so nimmt ihre Leitungsfähigkeit zu, die Intermittenzstellen für die discontinuirliche Entladung verlängern sich, und die Stellen, an denen die Funkenentladung mit der continuirlichen Entladung wechselt, treten in weiteren Abständen auf. Dies ist dann die Schichtung des Lichtes. Da die Anhäufung von Elektricität an der positiven Elektrode am grössten ist, so können wir annehmen, dass von dieser Elektrode zuerst ein Funken ausgeht und hierdurch die Luft vor demselben verdichtet wird; dadurch leitet sie die continuirliche Entladung besser, und in ihr findet dann eine Leitung der Elektricität ohne Lichtentwickelung statt, bis sie wieder in der folgenden Schicht von verdünnterer Luft in Funkenform übergeht.

Reitlinger [1]), welcher mit v. Ettingshausen beobachtet hat, dass an den weiten und engen Stellen der Geissler'schen Röhren das Spectrum des Lichtes verschieden ist, glaubt dagegen, dass durch die Inductionsströme eine derartige Zersetzung der in den Röhren enthaltenen Gase stattfinde, dass sich die Zersetzungsproducte schichtenweise lagern, so z. B. in Röhren, die Wasserdampf enthalten, der Wasserstoff und Sauerstoff, und nun die Entladung durch den besser leitenden Wasserstoff einfach geleitet werde, den Sauerstoff aber in Funken durchbreche. In einer Röhre, die nur ein wasserfreies Luftvacuum enthält, soll daher die Schichtung nicht auftreten. Bei geringen Mengen von Wasserstoff zeigen sich im Spectrum der Entladung die charakteristischen Wasserstofflinien (s. u.). Bei Zutritt von etwas mehr Wasserstoff (6^{mm} Quecksilberdruck) soll dann eine feine Perlenschichtung in einigen Theilen des Rohres auftreten, dagegen verschwinden die Wasserstofflinien im Spectrum, da dasselbe nun die Entladung ohne Lichterscheinung leiten soll. — Weitere Untersuchungen wären hierüber sehr wünschenswerth.

In dem dunklen Raum an der negativen Elektrode scheint die Elektricität mechanisch mit den Lufttheilchen fortgeführt zu werden. Dafür spricht nach Riess auch das Auftreten des blauen Glimmlichtes an der negativen Elektrode selbst, welches nie ohne eine wirkliche Bewegung der Luft erscheint.

Da die einzelnen Entladungen des Inductionsapparates nicht alle in gleicher Weise erfolgen, so scheint die Schichtung ihre Lage zu wechseln.

751 Wie bei der Entladung in Flüssigkeiten tritt die Verlängerung der Intermittenzstellen, also auch die Schichtung des elektrischen Lichtes in der Luft nur bei einer geringeren Dichtigkeit der entladenden Elektricitätmengen auf. Sie zeigt sich daher besser bei Anwendung nicht zu starker Säulen zur Erregung des inducirenden Stromes. — Sie wird dagegen verhindert, wenn man jene Elektricitätsmengen vermehrt. — Unterbricht man

[1]) Reitlinger, Sitzungsber. der Wien. Akad. 3. Jan. 1861.

daher den Kreis der Inductionsrolle ausser durch das Geissler'sche Rohr auch noch an einer anderen Stelle, so dass nur einzelne Funken in möglichst weitem Abstand daselbst überschlagen, so bemerkt man nach Grove[1]) in der Geissler'schen Röhre keine Streifung, sondern eine einfache Lichtmasse. Robinson[2]) konnte dieses Verschwinden der Streifung in einem mit sehr verdünntem Wasserstoff gefüllten Raum nicht wiederfinden. — Auch muss die Entladung dabei verzögert werden, was bei Anwendung der Entladung einer Leydener Flasche durch eine feuchte Schnur, bei Anwendung des Inductionsapparates schon von selbst durch die Länge der Inductionsrolle geschieht (vgl. §. 749).

Aus demselben Grunde beobachtet man das geschichtete Licht schwieriger, wenn man, statt direct beide Enden der Inductionsrolle mit den Elektroden der Geissler'schen Röhre zu verbinden, nur den einen Pol mit der einen Elektrode verbindet und aus dem anderen Pol Funken zieht. Man erhält dann eine ununterbrochene Lichtmasse, die stets von der negativen Elektrode ausgeht, und entweder bis zur positiven Elektrode sich ausbreitet oder in einiger Entfernung von der negativen Elektrode sich in geschichtetes Licht umändert. Letzteres tritt namentlich bei starker Pressung des Interruptors, ersteres bei schwächerer Pressung und bei schwachen Strömen auf[3]).

Bei stärkerer Intensität der Inductionsströme flachen sich auch nach Gassiot die Schichten schneller ab, wenn man sich von der positiven Elektrode entfernt, wie bei schwächerer Intensität der Ströme.

Die Schichtung ist ferner abhängig von der Verdünnung des Gases 752 in den Röhren. Bei schwächerer Verdünnung zeigt sie sich nicht, man beobachtet nur einen Uebergang eines wenig in die Breite ausgedehnten, glänzenden Lichtstreifens zwischen den Elektroden. — So erhielt man längere Zeit die Schichtung nicht in dem Torricelli'schen Vacuum, weil man die Feuchtigkeit nicht aus den Röhren entfernt hatte.

Dies rührt wohl daher, dass in dichterer Luft die an den Elektroden angehäuften Elektricitätsmengen grösser sein müssen, um dieselben in discontinuirlicher Entladung zu durchbrechen und dann bei der letzteren eben wegen der grösseren Elektricitätsmengen die Stratification nicht auftreten kann. — Vermeidet man sehr sorgfältig im Torricelli'schen Vacuum jede Spur von Dampf oder Gas, so dass dasselbe nur noch äusserst wenig Quecksilberdampf enthält, so werden die hellen und dunklen Streifen breiter und länger und weniger scharf begrenzt. Die Entladung wird „nebelartig“. Lässt man dann durch ein kleines Loch, welches man z. B. durch Durchschlagen eines elektrischen Funkens in der Glasröhre angebracht

1) Grove, Phil. Mag. [4] Vol. XVI, p. 18. 1858.* — 2) Robinson, Phil. Mag. [4] Vol. XVII, p. 269. 1859.* — 3) Quet und Seguin, Compt. rend. T. XLVII, p. 964. 1858.*

hat, langsam ein Gas in das Vacuum eintreten, so ziehen sich die Schichten immer enger zusammen und ändern auch ihre Farbe[1]).

Zuweilen vergeht nach der Verbindung der Elektroden in einem Torricelli'schen Vacuum mit dem Inductionsapparat eine gewisse Zeit bis zur Bildung des Stromes in derselben. Man kann den Strom dann häufig durch Annähern eines Leiters an die Seitenwände des Rohres hervorrufen. Die erste Entladung zeigt noch keine Streifung; die negative Elektrode leuchtet aber hell mit blauem Licht. Erst nach und nach erscheint die Schichtung und der dunkle Raum. Dann zeigt sich, ehe noch ein Absatz von Metall an dem Glase bemerkbar ist (s. weiter unten), eine glänzend weisse Lichtzunge, welche vom negativen, und eine ebensolche lange blaue Lichtzunge, welche vom positiven Drath ausgeht und vom Magnet afficirt wird. Dient hierbei das Quecksilber des Rohres selbst als negative Elektrode, so bildet sich plötzlich eine grosse Menge Quecksilberdampf, so dass also wahrscheinlich plötzlich durch irgend einen Umstand die Entladung durch das ganze Rohr hindurch discontinuirlich wird.

Im völlig luftleeren Raume geht indess keine Elektricität über. Dies hat Gassiot l. c. nachgewiesen, indem er ein Geissler'sches Rohr mit sehr verdünnter Kohlensäure füllte und in eine seitlich an dasselbe angeschmolzene Kugel einige Stückchen von reinem Kalihydrat einbrachte. Die im Rohr sich zeigende leuchtende Entladung der Inductionsströme verschwand völlig, als das Kalihydrat geschmolzen, durch Neigen des Rohres auf demselben ausgebreitet und abgekühlt wurde, und so die letzten Reste von Kohlensäure absorbirt wurden. Beim Erhitzen des Kalis tritt durch Bildung von Dämpfen die Schichtung wieder hervor.

Ganz dieselben Erscheinungen, die Schichtung und das Verschwinden desselben, hat Gassiot beobachtet, als er seine Kupferzinkwasserbatterie von 3520 Zellen oder eine Batterie von 400 Grove'schen Elementen durch eine Geissler'sche Röhre schloss, in der durch Absorption von Kohlensäure durch geschmolzenes Kali ein Vacuum hergestellt wurde. Goldblattelektroskope, welche an den Polen der Säule angebracht waren, bewahrten dann ihre Divergenz[2]).

Mit Platinelektroden erscheint die Schichtung erst, wenn sie durch wiederholte Entladungen etwas corrodirt sind, mit Messingelektroden sogleich. Werden die Elektroden mit einer vorn offenen Glasröhre bedeckt, die über ihr Ende hinausragt, so erhält man keine Streifung, sondern nur eine von der Elektrode ausgehende Lichtlinie in der Richtung der Axe des Rohres. In letzterem Fall dürfte sich die Elektricität in solcher Dichtigkeit am Ende der Elektrode anhäufen, dass sie die Röhre völlig in einer Funkenentladung durchbricht. — Temperaturerhöhung einer Geissler'schen Röhre wirkt im Allgemeinen auf die Entladung wie eine stär-

[1]) Gassiot, Phil. Trans. 1858. Vol. I, p. 1. 1859;* Archives N. S. T. VI, p. 125. 1859.* — [2]) Gassiot, Proceed. Roy. Soc. Vol. X, p. 36 et 393; Arch. N. S. T. X, p. 58;* Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 156. 1861.*

kere Verdünnung der Luft in derselben, die Streifen werden also breiter.

Auch von dem Querschnitt der Röhren ist die Schichtung abhängig. Bei einer Zunahme desselben nimmt in demselben Rohre die Deutlichkeit der Schichtung ab.

Jede Bewegung des verdünnten Gases, in welchem die Entladung auftritt, ändert die Lage der einzelnen Orte der discontinuirlichen Entladung und so auch die Stratification. Bringt man z. B. in ein elektrisches Ei neben der Luft einige Tropfen Terpentinöl, so erscheint in demselben das Licht bei der Verdünnung der Luft in dunkelrothen Schichten. Zieht man während des Durchleitens des Stromes die Luft noch weiter aus dem Ei, so wallen die Schichten gegen die untere Seite des Eies; lässt man wieder ein wenig Luft ein, so steigen sie in die Höhe [1]). — In der Mitte des Eies und der Geissler'schen Röhren sind die Schichten meist gegen die negative Elektrode hin vorgebogen, indem scheinbar an den Wänden die Luftbewegung durch die Reibung daselbst gehemmt wird.

Die Helligkeit des Lichtes der Geissler'schen Röhren nimmt zu mit der Intensität der Inductionsströme und der Abnahme des Querschnittes der Röhren. Um das Licht recht hell zu erhalten, bildet man einen Theil der Röhren zweckmässig aus einem etwas weiteren ($^1/_2$ mm weiten) Capillarrohr, in welchem dann freilich die Schichtung sehr fein, wenn auch noch immer sichtbar hervortritt, die Lichtintensität indess sehr bedeutend ist. — Bei Anwendung von Kohlenelektroden wird die Helligkeit des Lichtes sehr gross, indess kann man durch ein grünes Glas auch noch die Schichtung beobachten. 753

Die Farbe des Lichtes an der positiven Elektrode in den Geissler'schen Röhren ist je nach der Natur des in ihnen enthaltenen Gases verschieden. Sie ist röthlich bei Röhren voll Wasserstoffgas, schön purpurroth bei solchen mit Schwefelsäuredampf, bleich weissgrau bei denen mit Quecksilberdampf u. s. f. Die Farbe ändert sich oft scheinbar mit dem Querschnitt des Rohres, ohne dass jedoch dabei das Spectrum des Lichtes sich ändert. Häufig ändert auch das Licht im Lauf der Versuche seine Farbe in Folge von Zersetzung des Gases. Enthält z. B. das Rohr oder das elektrische Ei verdünnte Luft und Terpentinöldampf, so zeigt dasselbe zuerst ein stark geschichtetes rothes Licht, welches allmälig seine ziemlich grobe Schichtung verliert und bleich und weisslich wird [2]). Vermuthlich verbindet sich hier allmälig der Sauerstoff der Luft mit dem Terpentinöl, so dass nur der Dampf des letzteren das Ei erfüllt. Aehnliche Erscheinungen beobachtet man häufig bei der Untersuchung des Spectrums des elektrischen Lichtes verschiedener zusammengesetzter Gase. 754

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XL, p. 1036. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 489.* — [2]) Gaugain, l. c.

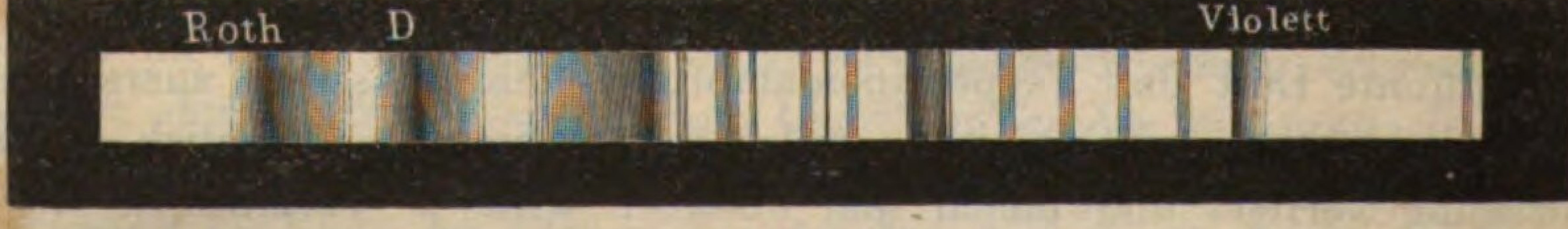
Die Farbe des Lichtes an der negativen Elektrode ist, unabhängig von dem Metall derselben, lavendelblau; nur wenn die Elektrode mit einer Spur von Fett, Talg, Wachs, Stearin bedeckt wird, erscheint das Licht daselbst nur Anfangs blau und an den fettigen Stellen etwas röthlich. Bald indess geht die Farbe des negativen wie des positiven Lichtes, vermuthlich unter Zersetzung des Fettes, ins Weissliche über. Bei Erneuerung der Luft im Rohr tritt der Farbenwechsel wiederum auf. Wird das Fett auf die positive Elektrode gebracht, so ist es daselbst ohne Einfluss [1]).

755 Zur genaueren Untersuchung des Lichtes der Geissler'schen Röhren ist es nöthig, dasselbe durch ein Prisma in seine einzelnen Bestandtheile zu zerlegen. Man bringt die einzelnen Stellen des Rohres hinter einen Spalt, vor dem ein Prisma aufgestellt ist, und untersucht das durch letzteres zerlegte Licht vermittels eines Fernrohres, welches in der Richtung des Radius eines, um die Axe des Prismas als Mittelpunkt geschlagenen und getheilten Kreises liegt, und sich um jenen Mittelpunkt drehen lässt. Ein sogenanntes Babinet'sches Goniometer von Duboscq eignet sich zu diesen Untersuchungen recht gut. — Man muss indess bei diesen Versuchen wegen der bedeutenden Fluorescenz des Glases der Röhren eine gewisse Vorsicht beobachten.

Zunächst zeigt sich ein wesentlicher Unterschied der Spectren des Lichtes an beiden Polen. Das violette Licht am negativen Pol zeigt nach Dove [2]) bei Anwendung einer spitzen Platinelektrode namentlich im Blau, so wie an der Grenze von Blau und Grün einen breiten, an der Grenze des Gelb einen sehr schmalen dunklen Streifen. Vergoldet, versilbert man die negative Elektrode, nimmt an ihrer Stelle einen Zinn- oder Eisendrath, so ändert sich die Farbe des Lichtes daselbst nicht [3]); nur tritt vielleicht der Theil des Spectrums etwas heller hervor, der beim Verbrennen des Metalls der Elektrode lebhafter leuchten würde; so z. B. bei einer negativen Elektrode von Messing das Grün.

Fig. 355 stellt das Spectrum des blauen Glimmlichtes nach einer

Fig. 355.



Zeichnung von van der Willigen [4]) vor. D bezeichnet die Nariumlinie.

[1]) Magnus, Monatsber. d. Berl. Akad. 6. Juni 1861. S. 561.* — [2]) Dove, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 184. 1858.* — [3]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 117. 1858.* — [4]) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. CVI, S. 610. 1859.*

gen 756
B.
lb,
nze

ek-
wa
tes
ım
hr

gen
en
gen
nen
les
ge-
gs-
el-
ch-
r'-

zu- 757
gen
as-
mit
m-
um
die
ren

ch;
Bei
nes
igt
an
al-

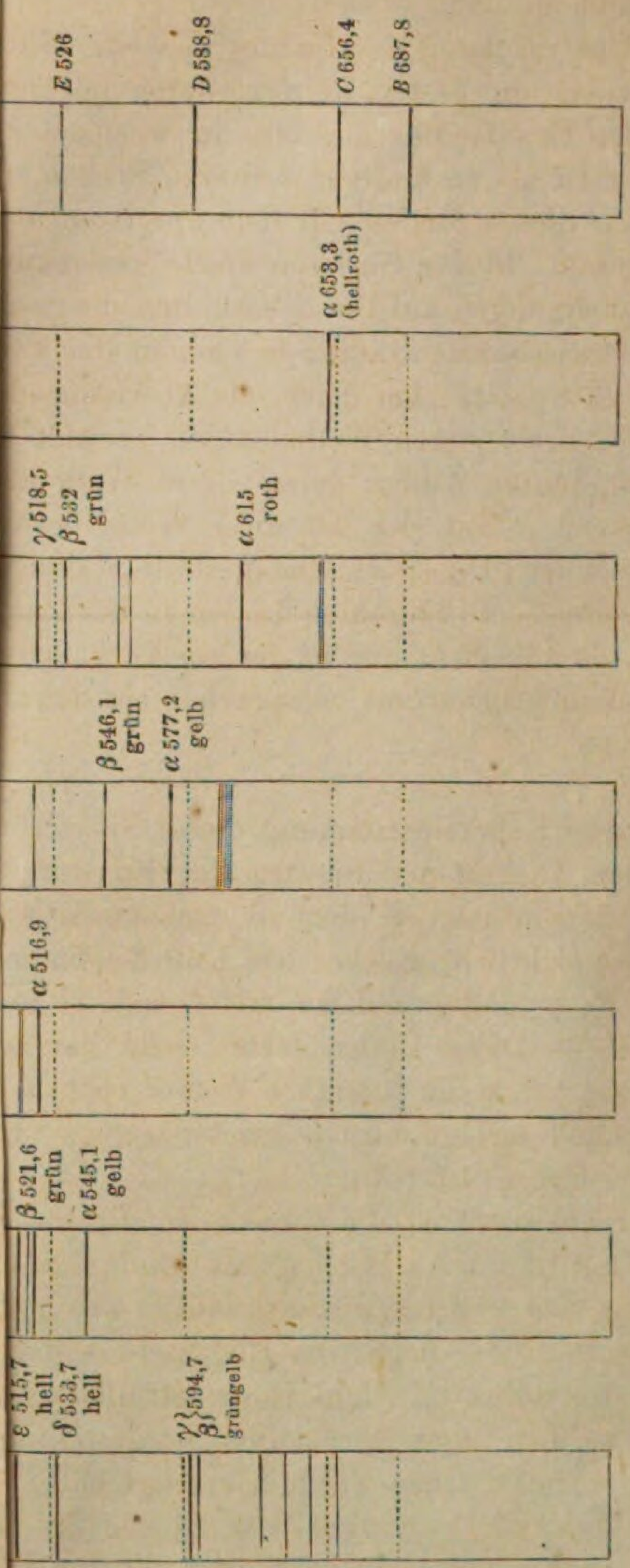
llt,
ler

II,

Zu S. 875.

Taf. I.

ektrischen Lichtes.



Das Spectrum des Lichtes an der positiven Elektrode zeigt dagegen 756
je nach der Natur der Elektrode verschiedene Streifen, und zwar, z. B. bei einer Platinelektrode mehrere im Grün, einen an der Grenze des Gelb, einen im Roth, bei einer Messingelektrode auch noch einen an der Grenze des Gelb und im Blau.

Zur Untersuchung des Lichtes in weiterer Entfernung von den Elektroden dienen am besten Röhren, deren mittlerer Theil aus einem etwa $^1/_2{}^{mm}$ weiten Capillarrohr besteht, in welchem die Helligkeit des Lichtes viel grösser ist als an anderen weiteren Stellen, wenngleich das Spectrum desselben an diesen Stellen mit dem Spectrum des Lichtes im Capillarrohr übereinstimmt. In den Spectren erscheinen dann helle Streifen.

Die Zeichnungen auf Taf. I. enthalten die genauer gemessenen, hellsten und charakteristischsten Linien in einigen der von Plücker und Morren beobachteten Spectra, bei denen als Abscissen die aus den Ablenkungen der Strahlen berechneten Wellenlängen gewählt sind. Die den einzelnen Linien beigefügten Zahlen geben diese Wellenlängen in Millionteln des Millimeters an. Nur die auf diese Weise bezeichneten Linien sind genauer gezeichnet. Die dazwischengestellten sind dagegen nur andeutungsweise beigefügt. Die dunklen Linien in der Zeichnung bedeuten die hellen Linien der Spectra; nur in der zur Vergleichung hinzugefügten Zeichnung des Sonnenspectrums entsprechen sie den dunklen Fraunhofer'schen Linien.

Die nahe Uebereinstimmung dieser Spectra mit den den Gasen zuzu- 757
schreibenden Theilen der Spectra der Funken in den nicht verdünnten Gasen ist namentlich bei dem so charakteristischen Spectrum des Wasserstoffs ersichtlich, welches drei helle Linien zeigt, von denen β ganz mit der Linie F, γ und α nahezu mit G und C im Sonnenspectrum zusammenfallen [1]). — Diese Linien treten sehr häufig auch in dem Spectrum anderer Gase auf, wenn dieselben Wasser enthalten, da letzteres durch die Funken schnell zerlegt wird (s. weiter unten). Das Licht in den engeren Theilen des Rohres ist roth.

Im Sauerstoff ist die Linie α im Roth besonders charakteristisch; das Spectrum ist nur in Röhren mit Aluminiumelektroden constant. Bei Anwendung von Platinelektroden bildet sich gelbes Platinoxyd, welches sich in der Nähe der negativen Elektrode in der Röhre absetzt. Es zeigt sich dann die Röhre mit fahlgrünen Streifen durchzogen, wie wenn man das Licht in dem über Quecksilber hergestellten, Quecksilberdampf haltenden Torricelli'schen Vacuum erzeugt hätte.

Das Quecksilberspectrum wurde in einer Röhre hergestellt, welche durch Kochen von Quecksilber luftleer gemacht war, und in der

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 122;* Bd. CV, S. 67. 1858;* Bd. CVII, S. 497 u. 638. 1859.*

beide Platinelektroden durch Quecksilber bedeckt waren. Beim Erwärmen des Quecksilbers wurde das Licht heller.

Die Farbe des Lichtes in dem mit Brom gefüllten Rohr war in den weiteren Theilen violett, in den engeren grünblau.

Im Chlor ist der Streifen α vierfach, beiderseits durch dunkle Linien begrenzt; β ist wohl doppelt. Die Farbe der Entladung ist in den weiteren Theilen röthlich violett, in den engeren grün.

Im Spectrum des Jods wechseln ausser den gezeichneten hellen Linien noch hellere und dunklere Räume und schwarze Streifen.

Das Spectrum des Stickstoffs ist sehr complicirt; es finden sich ausser hellen auch dunkle Linien; von denen 11 gleichmässig im Roth, 6 bis zum Gelb vertheilt sind. Im Grün sind 7 dunkle Linien. Sodann kann man 11 helle Streifen erkennen, von denen zwei im Violett besonders hervortreten. Für die dunklen Streifen Nr. 3, 11, 17 sind die Wellenlängen 661, 608,9, 576,2. In engeren Röhren ist das Licht röthlichviolett.

Eine Natriumdampf haltende Röhre zeigt den gelben Natronstreif, welcher der Linie D entspricht.

Eine Röhre voll Kohlensäure zeigt zuerst im Roth einen hellen Streifen, der bald erblasst. Das Gas zersetzt sich also wahrscheinlich. Auch scheidet sich Platinoxyd an der negativen Platinelektrode aus. Das constant gewordene Spectrum zeigt namentlich 8 helle Linien, von denen γ im Gelb, δ im Grün, ζ und η im Violett die Wellenlängen 559,9; 519,0; 450,1; 438,2 haben.

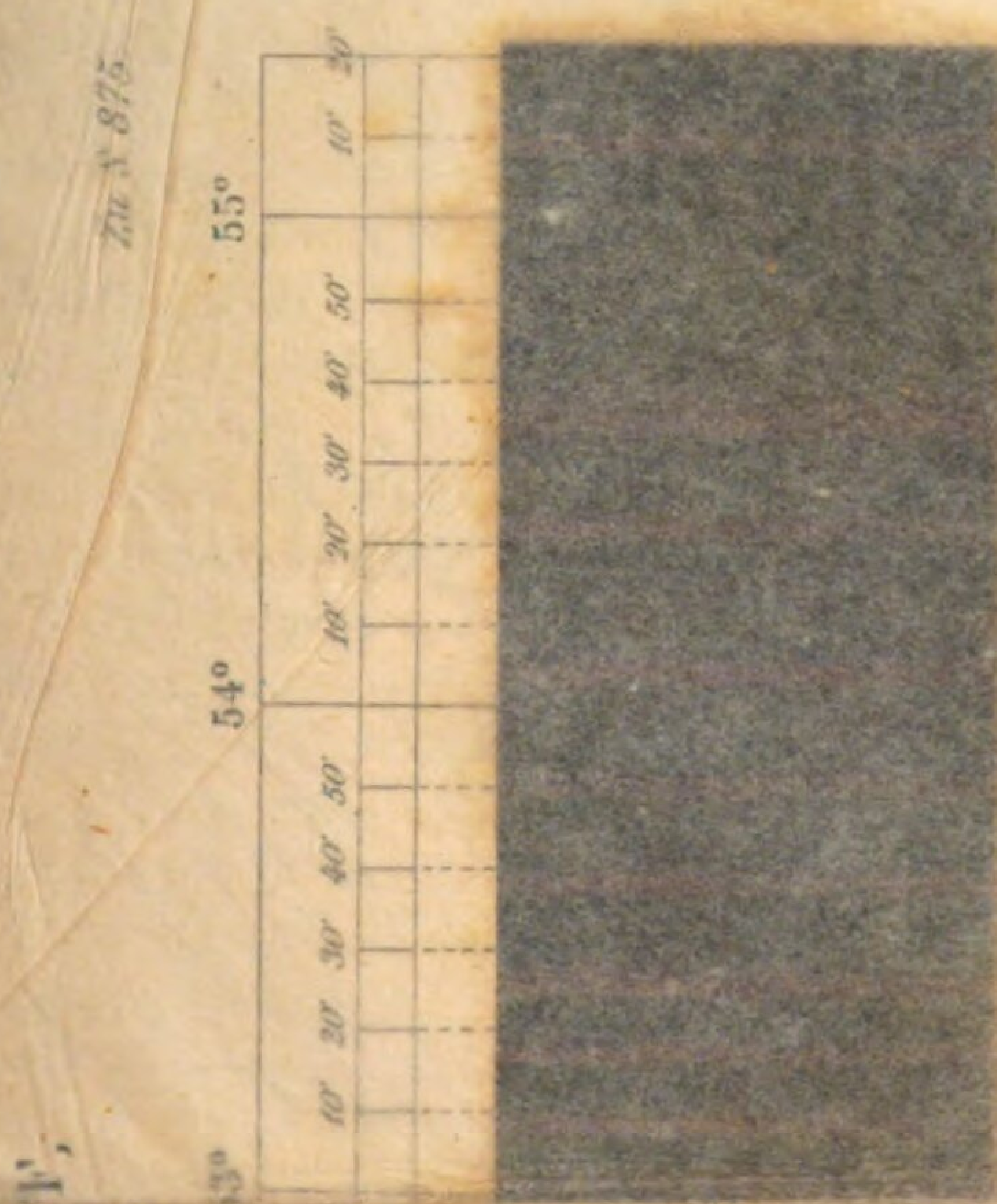
Röhren mit Essigsäure-, Alkohol-, Aether-, Schwefelkohlenstoffdampf verändern sich schnell und zeigen theils Wasserstoffstreifen, theils die Streifen der Kohlensäure mit einigen Abänderungen.

Eine mit Kohlensäure und Wasserstoff gefüllte Röhre zeigt eine Uebereinanderlagerung der Spectra beider Gase. Ammoniakgas verhält sich wie Wasserstoff und Stickstoff; es wird also durch die Funken sogleich zersetzt. Bei Stickoxyd, salpetriger Säure, Stickoxydul bemerkt man nur das Spectrum des Stickstoffs, bei Wasserdampf das des Wasserstoffs, indem sich der Sauerstoff mit der negativen Elektrode verbindet.

Auch die schweflige Säure zersetzt sich schnell. Erhitzt man die Elektroden, so stellt sich das Spectrum wieder her, indem der abgelagerte Schwefel sich mit dem im Rohr zurückbleibenden Sauerstoff wieder zu verbinden scheint.

Das Spectrum des Lichtes in der Luft ist aus dem des Stickstoffs und Sauerstoffs zusammengesetzt und ziemlich complicirt.

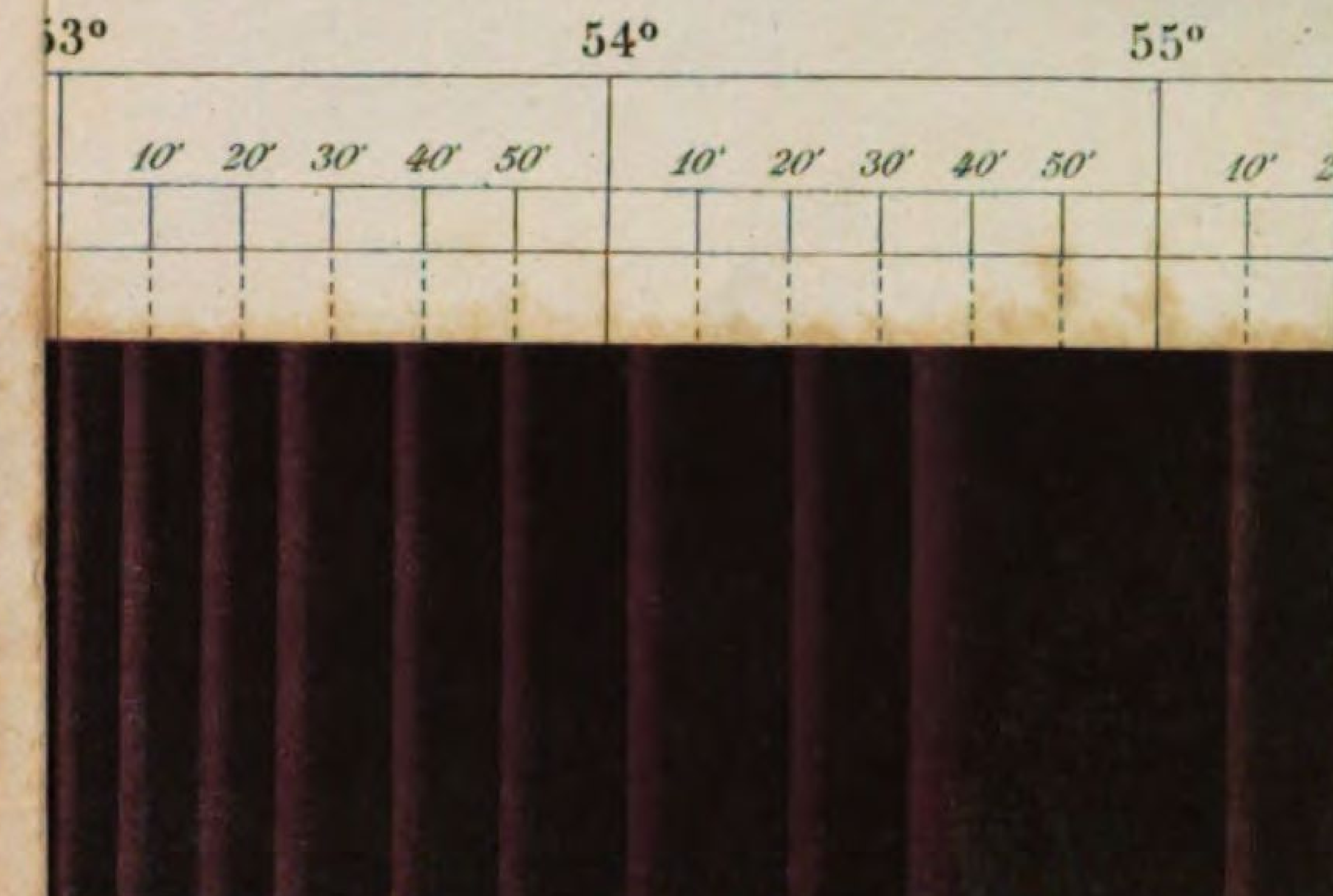
758 Meist enthält das Licht in den Geissler'schen Röhren sehr viele ultraviolette Strahlen, welche in dem Glase der Röhren selbst Fluorescenz erregen, so dass sie namentlich an den Stellen, wo das Licht concentrirter erscheint, so auch namentlich in der Nähe des Glimmlichtes am negativen Pol, mit grüner, bei Bleiglas mit blauer, bei Uranglas mit lebhaft gelb-



Bd. CV, S. 67. 1858; Bd. CVII, S. 77. 1859.

F,

Zu S. 875.



° 29' dargestellt.
len.

Bd. CV, S. 67. 1858; Bd. CVII, S. 77. 1859.

P[illegible], mit grüner, bei Bleiglas mit blauer, bei Uranglas mit lebhaft gelb-

grüner Farbe leuchten. Dieses fluorescirende Licht der Röhren ist selbstverständlich durchaus secundär und von dem eigentlichen Licht der elektrischen Entladungen unabhängig [1]). In dem Scheine des elektrischen Lichtes erscheint eine beim Tageslicht unsichtbare Schrift von Lösung von schwefelsaurem Chinin in Weinsäure auf Papier hellblau. — Sehr schön nimmt sich die Fluorescenzerscheinung aus, wenn man auf den metallenen Teller einer Luftpumpe ein Becherglas von grünem Uranglas setzt, und dieses im Inneren mit Stanniol bekleidet. Man bedeckt dasselbe mit einer oben tubulirten Glasglocke, und senkt durch den Tubulus einen Metalldrath bis auf die Stanniolbelegung. Verbindet man den Drath und den Teller der Luftpumpe mit den Polen der Inductionsspirale eines Ruhmkorff'schen Apparates, so wallt nach dem Evacuiren der Glocke eine Lichtgarbe über die Ränder des Glases nach aussen, während das Glas selbst lebhaft grün fluorescirt [2]).

Sehr eigenthümlich ist das nach Unterbrechung der Entladungen fortdauernde Nachleuchten der Geissler'schen Röhren. Dasselbe zeigt sich vorzüglich bei Röhren, die etwa 40 Thle. Luft, 60 Thle. Sauerstoff und eine Spur wasserfreier Schwefelsäure enthalten, schwächer bei Röhren voll Schwefelwasserstoff, Stickoxyd, schweflichter Säure, und fehlt bei Anwendung von einfachen Gasen. Lässt man auch nur einen Schlag des Inductionsapparates durch dieselben hindurchgehen, so leuchten dieselben noch längere Zeit mit einem grauen oder gelblich grünen Lichte [3]). Nach Riess [4]) erlöschen die Endkugeln der Röhre eher als ihre mittleren Theile, meist die negative Kugel zuerst. — Bei zu starken Strömen hört das Nachleuchten auf. Es sind deshalb nur schwache Ströme anzuwenden. — Wild [5]), welcher das Nachleuchten in einem mit Schwefelkohlenstoffdampf und Luft gefüllten elektrischen Ei 4 bis 5 Minuten lang beobachtete, glaubt es auf eine Zersetzung des Schwefelkohlenstoffs in Kohle und Schwefel durch die Entladungen und eine nachherige langsame Verbrennung des Schwefels zu Schwefelsäure zurückführen zu können, da dasselbe bei völliger Abwesenheit von Luft sich nicht zeigte. Morren erklärt es durch Zersetzung und Wiederbildung der Verbindung $NO_3, 2SO_3$, in anderen Fällen auch wohl von NO_3, NO_5.

Bringt man in die Nähe einer Geissler'schen Röhre, durch welche elektrische Entladungen ohne sichtbare Funkenerscheinungen hindurchgehen, einen Magnet, so wird die leuchtende Entladung derselben in ähnlicher Weise abgelenkt wie die Lichthülle des Inductionsfunkens in der Luft. Diese Erscheinungen sind mit grosser Sorgfalt von Plücker [6]) studirt wor- 759

[1]) Eisenlohr, Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 625. 1854;* Poggendorff, ibid. Bd. XCVIII. S. 191. 1856.* — [2]) Gassiot, Phil. Mag. [4.] T. VII, p. 97. 1854.* — [3]) E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. LVII, p. 110. 1859;* Morren, Phénomènes lumineux de l'étincelle électrique. Marseille 1862.* — [4]) Riess, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 523. 1860.* — [5]) Wild, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 621. 1860.* — [6]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 88 u. 151;* Bd. CIV, S. 113 u. 622; Bd. CV, S. 67. 1858;* Bd. CVII, S. 77. 1859.*

den. Wir haben hierbei die Einwirkung des Magnetes auf die von der positiven Elektrode ausgehende Lichterscheinung von der Einwirkung auf das blaue Glimmlicht an der negativen Elektrode zu unterscheiden.

Die Einwirkung auf erstere findet stets so statt, als wenn die von der positiven Elektrode ausgehende Lichtmasse aus einer Reihe vollkommen biegsamer, wesentlich in der Richtung von der positiven zur negativen Elektrode vom Strom durchflossener Fäden bestände.

Ein frei bewegliches Stromelement wird unter Einwirkung einer magnetischen Kraft nur dann im Gleichgewicht sein, wenn letztere in der Richtung des Elementes selbst wirkt, denn dann giebt es unendlich viele Ebenen, die durch das Element und die Richtung der magnetischen Kraft gelegt werden können, auf denen allen die das Element sollicitirende Kraft senkrecht stehen müsste.

Ein vollkommener biegsamer, frei in allen seinen einzelnen Theilen beweglicher Leiter ist also unter dem Einfluss von Magnetpolen nur im Gleichgewicht, wenn er mit den magnetischen Curven zusammenfällt. Ist der biegsame Leiter gezwungen, auf einer Oberfläche zu bleiben, so ist er im Gleichgewicht, wenn die auf seine Elemente wirkenden Kräfte in die Richtung der Normale der Oberfläche fallen und zwar gegen dieselbe hin gerichtet sind. Dies ist bei Einwirkung magnetischer Kräfte nur in den Punkten der Oberfläche der Fall, in denen die magnetischen Curven in letztere hineinfallen. Da in diesen Punkten sowohl die durch die magnetischen Curven angegebene Richtung der magnetischen Kräfte als auch das Element des Leiters in der Oberfläche liegen, ist die auf das Element wirkende Kraft auf der durch jene Richtung und das Element gelegten Ebene, also auf der Oberfläche, senkrecht.

Setzen wir an Stelle des biegsamen Leiters die von der positiven Elektrode ausgehende elektrische Entladung im luftleeren Raum, so wird der erste Fall eintreten, wenn in einer, mit verdünnter Luft gefüllten und auf einen Magnet gebrachten Glaskugel der elektrische Strom zwischen zwei Elektroden circulirt, welche beide mit zwei Punkten derselben magnetischen Curve zusammenfallen.

Der zweite Fall wird eintreten, wenn die Elektroden an zwei Punkten der Oberfläche der Kugel eintreten, in welchen beiden Punkten zwei magnetische Curven mit ihrer Oberfläche zusammenfallen. Der Entladungsstrom muss dann zwischen beiden Elektroden stets auf ebenso beschaffenen Punkten der Oberfläche übergehen. Die auf diese Weise auf der Oberfläche bestimmten Curven nennt Plücker epibolisch-magnetische Curven. Denken wir uns beispielsweise zwischen die Magnetpole ein hohles ungleichaxiges Ellipsoid von Glas so gelegt, das seine eine Axe in der axialen Richtung läge, die Elektroden aber an zwei Stellen der äquatorialen Ebene in das Ellipsoid einträten, so wäre die durch letztere Ebene auf der Oberfläche des Ellipsoids verzeichnete Curve eine epibolisch-magnetische und die Entladung fände in ihr statt.

Könnte die Entladung weder in der Richtung der magnetischen

nach der epibolischen Curve vor sich gehen; so würde der Lichtstrom entweder zerrissen und die Entladung gänzlich gehemmt, oder der Lichtstrom würde abgelenkt und geriethe in eine continuirliche Rotation, die dann der eines metallischen Leiters ganz analog wäre.

Von den vielen von Plücker mannigfach abgeänderten Versuchen 760
über die Einwirkung des Magnetes auf die von der positiven Elektrode ausgehende Entladung im luftverdünnten Raum wollen wir hiernach nur die folgenden einfacheren anführen.

Legt man über die vorn abgerundeten, etwa 4^{mm} voneinander abstehenden Halbanker eines Elektromagnetes in äquatorialer Lage eine etwa 12^{mm} weite Geissler'sche Röhre mit ihrem mittleren Theil, woselbst sie in Form eines länglichen Ellipsoides ausgeweitet ist, so wird sich das Licht in derselben je nach der Richtung der Magnetisirung und des Stromes im Rohr gegen die obere oder untere Fläche des Rohres legen. Es verhält sich hier der Lichtstrom im Rohr wie ein in äquatorialer Lage über den Magnetpolen ausgespannter glühender Drath, der auch, je nachdem ihn der Strom in der einen oder anderen Richtung durchfliesst, sich nach oben oder unten biegt. Indem hierbei die Entladung im Rohr nach der einen Seite gedrückt wird, leuchtet daselbst das Licht im Rohr heller auf, und man bemerkt einzelne Lichtblitze in demselben (namentlich in Röhren mit Zinnchlorid). Die Schichtung tritt dann deutlicher hervor. Ist indess hierbei die Intensität der Inductionsströme so schwach, dass sie ohne Anwendung des Magnetes gerade nur noch durch das Rohr hindurch gehen, so erlischt das Licht bei Einwirkung des letzteren, da der Strom jetzt einen weiteren und schmaleren Weg zurücklegen müsste. Namentlich wenn die Magnetpole zur Seite der positiven Elektrode sich befinden tritt diese Hemmung der Entladung leicht auf. An der negativen hemmt der Magnet dieselbe nicht, da sie sich daselbst ganz anders verhält als an der positiven Elektrode [1]) (s. d. flgd. §).

Wird das Rohr in axialer Lage aufgelegt, so wirken die magnetischen Kräfte auf die beiden Hälften des Lichtstromes in demselben in entgegengesetzter Richtung (vergl. §. 115). Daher legt sich der der positiven Elektrode entsprechende Theil desselben in dem Ellipsoid nach dem einen Ende des horizontalen äquatorialen Durchmessers hin und endet daselbst in einer Lichtspitze, der der negativen Elektrode entsprechende Theil geht zum anderen Ende des Durchmessers und sendet von dort wogende Flammen zu jener Lichtspitze. — Ist die Wirkung des Magnetes zu stark, so kann eine Wiedervereinigung der beiden entgegengesetzt abgelenkten Theile des Lichtstromes durch das Innere des Ellipsoides nicht eintreten; die Entladung ist ganz unterbrochen, wie man auch an dem veränderten Geräusch des Hammers am Interruptor des Inductionsapparates wahrnimmt. Analoge Resultate findet man, wenn man durch die Geissler'sche Röhre

[1]) Grove, Phil. Mag. [4.] Vol. XVI, p. 21. 1858;* Gassiot, Arch. (N. S.) T. X, p. 51. 1861.* Vergl. auch Riess, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 321. 1858.*

eine starke Batterie, z. B. die Gassiot'sche Batterie von 3520 Zellen oder eine Batterie von 400 Grove'schen Elementen entladet.

Wird nur die die positive Elektrode enthaltende Kugel des Geissler'-schen Rohres, Fig. 352 zwischen die Halbanker eines starken Elektromagnetes gebracht und der Uebergang der positiven Elektricität durch das ganze Rohr gehemmt, so dass sich nur seine der Elektrode zunächst liegenden Theile mit positiver Elektricität laden, so kann sich diese mit der auf der anderen Seite der Inductionsrolle angehäuften negativen Elektricität nach dem Aufhören der inducirenden Wirkung durch die Inductionsrolle selbst ausgleichen; die positive Elektrode dient hierbei für die im Glasrohr angehäufte zurückkehrende positive Elektricität als negative Elektrode und erglänzt dann wie die andere Elektrode ebenfalls im blauen Glimmlicht [1]).

761 Anders treten diese Erscheinungen in dem Glimmlicht an der negativen Elektrode auf. Es sind hier noch manche dunkle Punkte aufzuklären. Es scheint in diesem Licht die Richtung der elektrischen Strömung weniger bestimmt zu sein, als in dem von der positiven Elektrode ausgehenden geschichteten Lichtstrom. Vielmehr scheint sich an jener Elektrode die Elektricität gewissermaassen diffus gegen die Glaswände zu verbreiten, und dann durch den dunklen Raum, der das blaue Licht an der negativen Elektrode von dem geschichteten Licht der positiven Elektrode trennt, auf eine noch nicht gehörig bestimmte Weise zu letzterer überzugehen. Der Magnet ändert die Richtung der Verbreitung des elektrischen Glimmlichtes, welches auch die Lage der Elektroden gegen die Magnetpole sei, stets so ab, dass es sich in die Richtung der magnetischen Curven legt, und in dieser Richtung die elektrische Strömung stattfindet. Auch wird stets, wo auch hierbei die unter dem Einfluss des Magnetes gebildete Lichtfläche die Glaswände des Rohres berührt, die zerstäubte Materie der negativen Elektrode abgelagert.

In den folgenden Figuren, welche ein Bild dieser Erscheinungen geben, bezeichne ab die negative Elektrode, cd die Gränze des Glimmlichtes, N und S die Magnetpole. Liegen N und S (Fig. 356 und 357) zu beiden Seiten

Fig. 356.

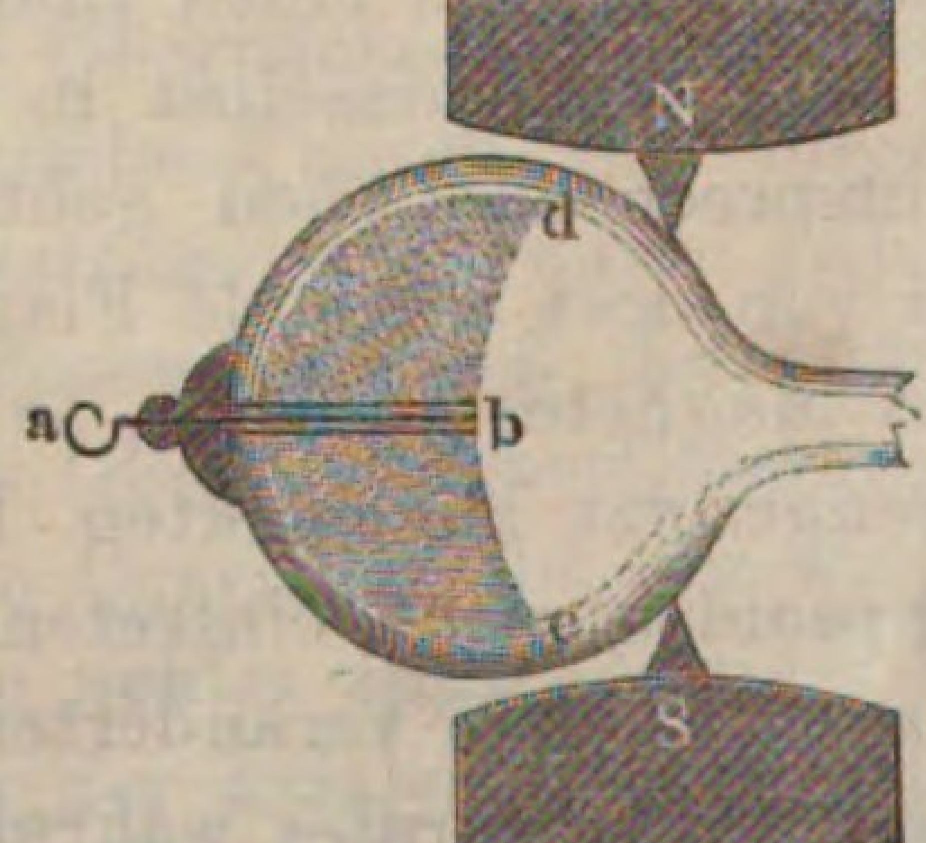
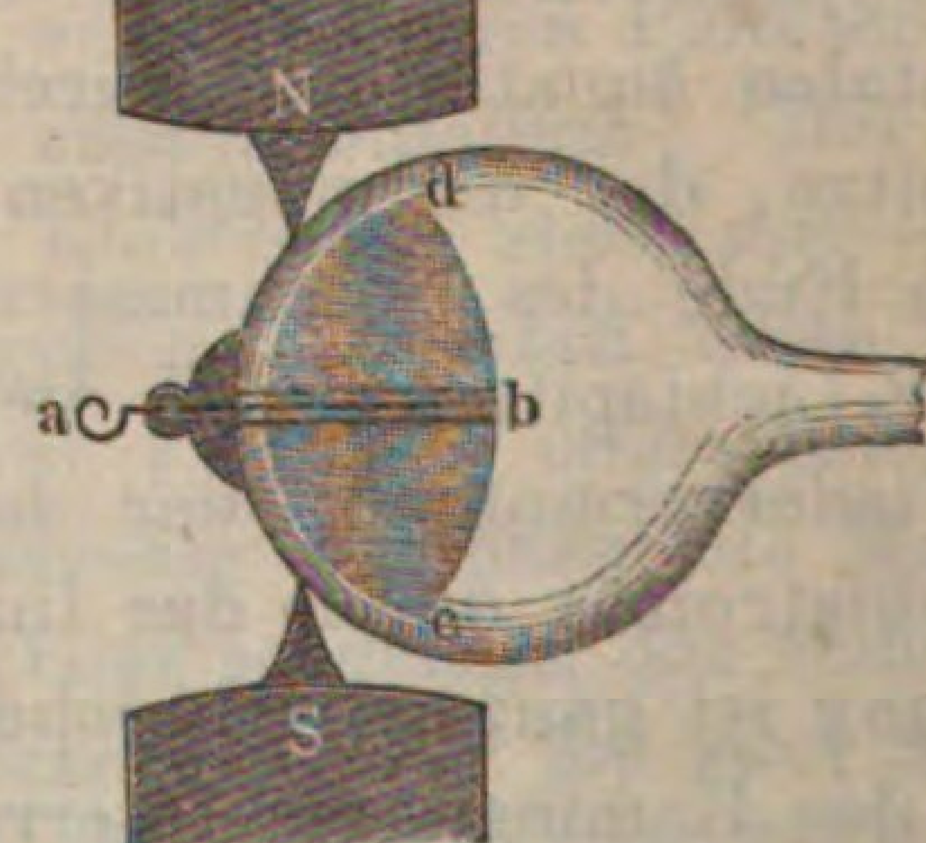


Fig. 357.



der in einer Kugel befindlichen und bis auf ihr Ende in eine Glasröhre

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 87. 1859.*

eingeschmolzenen Elektrode, ist letztere also äquatorial gerichtet, so bildet das blaue Licht eine Fläche, welche durch den Endpunkt der Elektrode und die Pole geht und den durch diese drei Punkte bestimmten magnetischen Curven entspricht. Die Lichtfläche ist gegen den dunklen Raum concav oder convex, je nachdem die durch den Endpunkt der Elektrode gehenden magnetischen Curven die eine oder andere Lage haben.

Bei einer Röhre, deren negative Elektrode ein 10^{mm} langer, nicht mit Glas bedeckter Drath war, bog sich das negative Licht, als dieselbe äquatorial über den Magnetpolen lag, zu einem schönen, die Pole verbindenden, gegen die Axe des Rohres in einer verticalen Ebene gebogenen und die Elektrode als Axe umfassenden Gewölbe.

Liegt die Elektrode *ab* in axialer Richtung, so formt sich auch das negative Licht stets in die Gestalt der magnetischen Curven, gleich viel, ob die Elektrode bis in die Mitte zwischen beide Pole oder nur bis zu dem einen derselben herangeht (vergl. Fig. 358 und 359). An den Bogen des blauen negativen Lichtes schliessen sich dann in ähnlichen Formen die von ihm durch den dunklen Raum getrennten Schichten des positiven Lichtes an. — Dieselbe Anordnung des blauen Lichtes findet sich schon bei der Einwirkung nur eines Poles des Magnetes auf dasselbe.

Fig. 358.

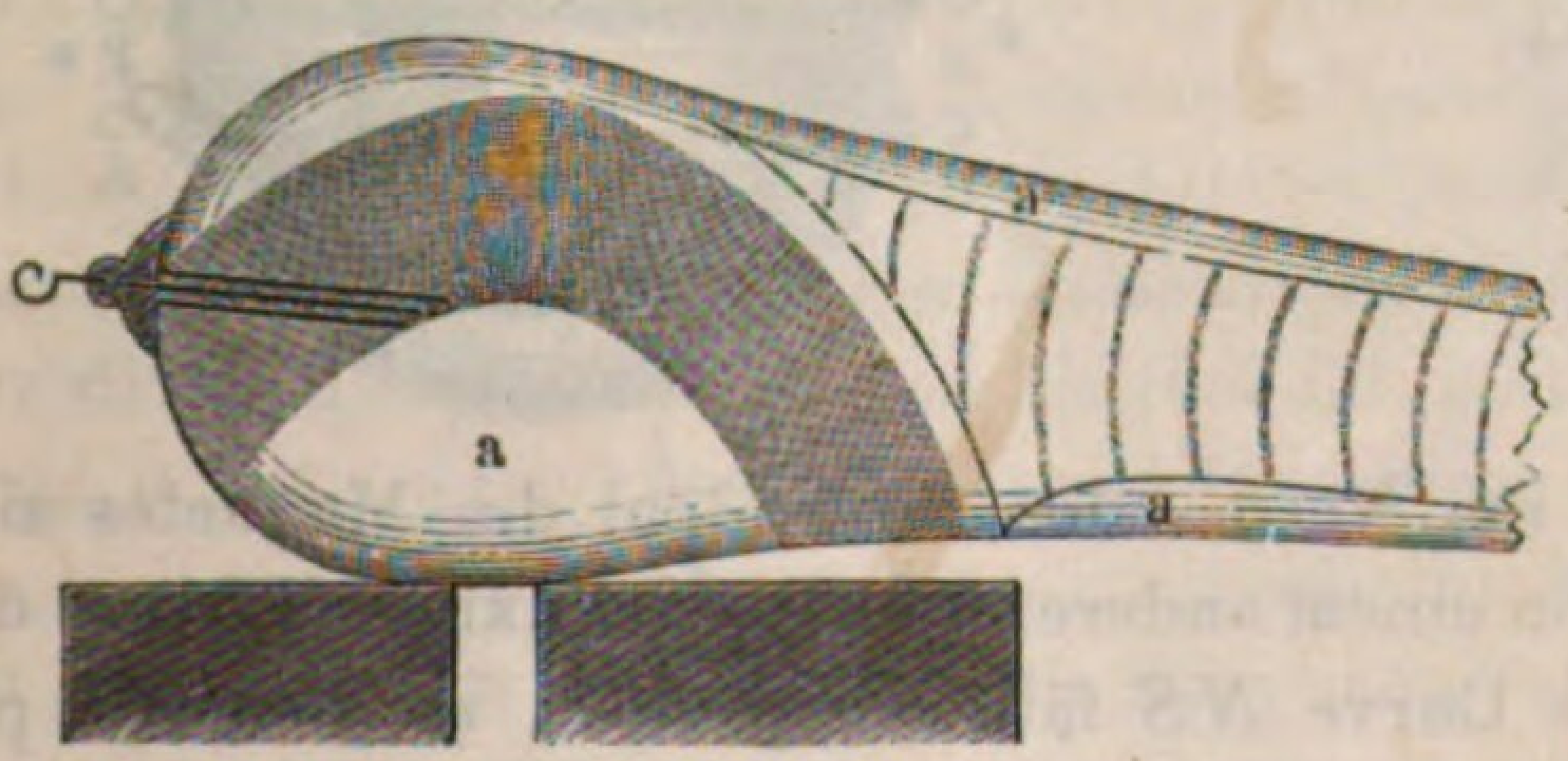
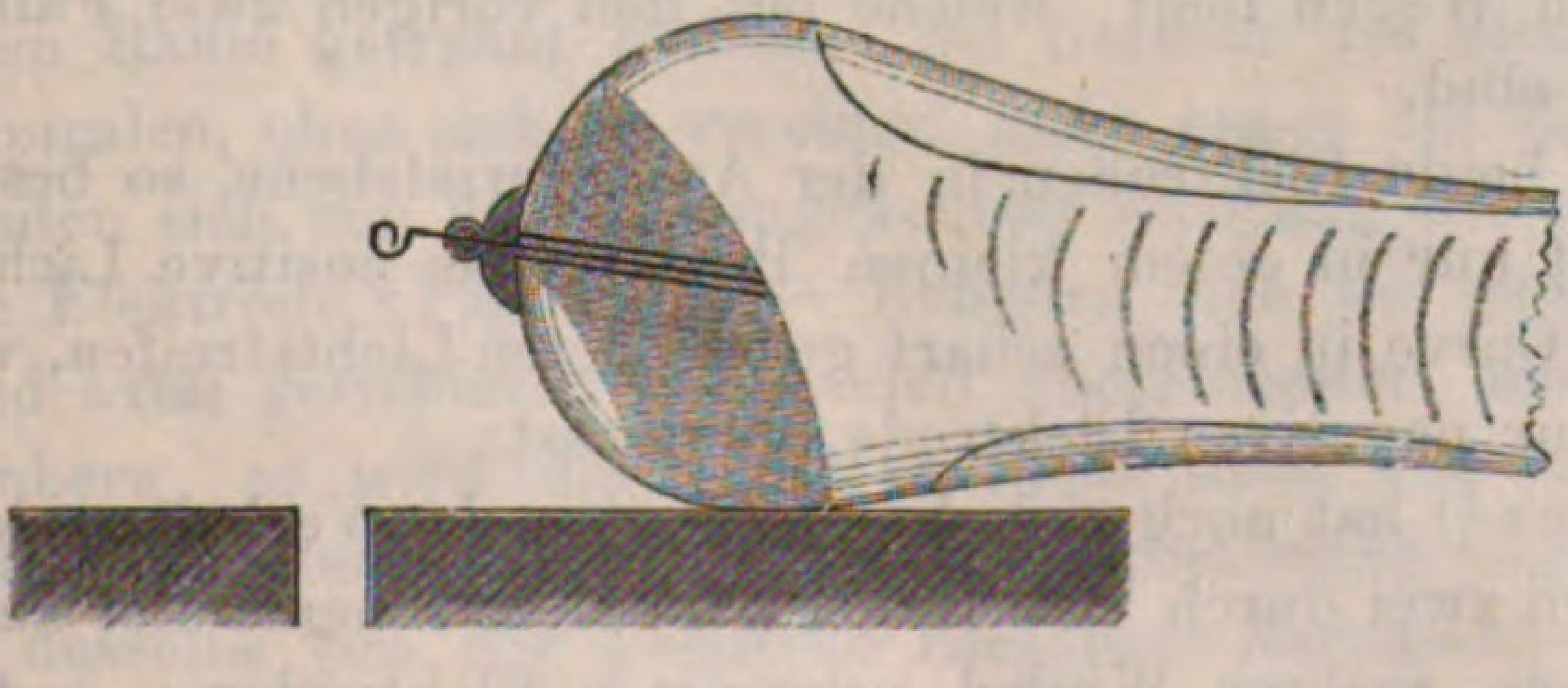


Fig. 359.



Das verschiedene Verhalten des positiven und des negativen Lichtes, welche scheinbar ganz unabhängig von einander den magnetischen Einflüssen folgen und stets dabei durch einen dunklen Raum getrennt bleiben, zeigt sich namentlich sehr gut, wenn man in eine Kugel von etwa 50^{mm} Durchmesser die Elektroden so einschmilzt, dass sie gerade nur in die Kugel hineinragen. 762

Es sei im Folgenden *n* stets die negative, *p* die positive Elektrode. Die Kugel werde zwischen die beiden genäherten, nord- und südpolaren Halbanker *N* und *S* eines grossen Magnetes gebracht.

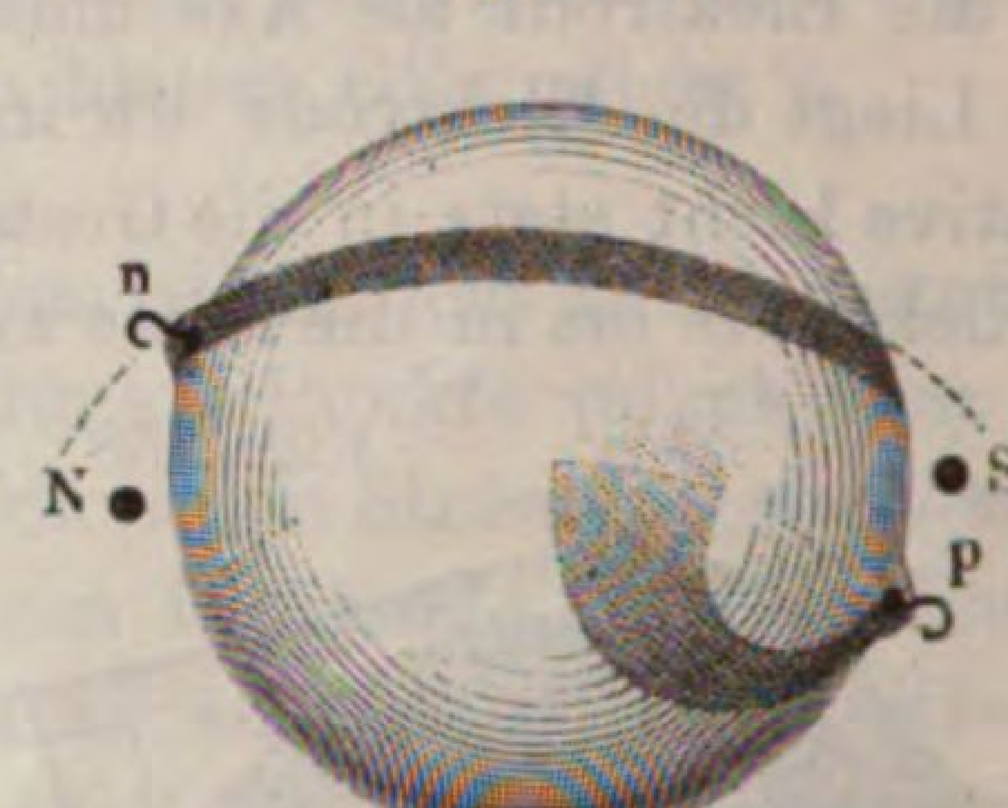
Es mögen zuerst beide Elektroden in der axialen Ebene liegen. Dann folgt das negative, von *n* ausgehende bläuliche Licht stets der magnetischen Curve *NS* zwischen *N* und *S*.

Fällt nun erstens auch *p* in diese Curve, so ist die ganze Lichterscheinung in derselben concentrirt. — Fällt ferner *p* in den obersten oder untersten Punkt der Kugel, Fig. 360, so geht der positive Lichtstrom auf der Oberfläche der Kugel entlang auf der mit ihrem Durchschnitt durch die Aequatorialebene zusammenfallenden epibolischen Curve, welche sich nach vorn oder hinten legt, je nachdem die Elektrode *p* ober-

Fig. 360.



Fig. 361.



halb oder unterhalb und *n* am Nord- oder am Südpol des Magnetes sich befindet. — Liegt endlich *p* in einem anderen Punkte der axialen Ebene, der nicht in die durch *n* gelegte Curve *NS* fällt, Fig. 361, so geht das positive Licht an der Glaswand gegen die Aequatorialebene nach hinten oder vorn hin, je nachdem *p* höher oder tiefer als *n* liegt. Dasselbe geht aber über die Aequatorialebene nicht hinaus, sondern folgt daselbst der epibolischen Curve. Es schlägt also gewissermaassen einen Weg ein, der zwischen den Wegen liegt, welche bei den vorigen zwei Fällen beschrieben worden sind.

Liegen beide Elektroden in der Aequatorialebene, so besteht das negative Licht nur in einem kleinen Bogen, das positive Licht folgt der epibolischen Curve in einen scharf gezeichneten Lichtstreifen, von welchem aus Licht zur negativen Elektrode überfliesst.

Plücker [1]) hat noch viele Versuche über das Verhalten der Entladungen zwischen zwei durch eine Kugel parallel nebeneinander ausgespannten oder in einem rechten Winkel gekreuzten Elektroden u. s. f. angestellt. Bei diesen legt sich auch stets das negative Licht in die Form der magnetischen Curven; das positive Licht verhält sich ganz so, wie es sich nach den bekannten elektromagnetischen Gesetzen aus der Einwirkung des Magnetes auf die von der positiven Elektrode gegen die negative Elektrode hin ausgebreiteten Stromeselemente berechnen liesse. Liegen dieselben nämlich in den magnetischen Curven, so sind sie im Gleichgewicht; sind sie gegen dieselben geneigt, so würden sie in demselben Sinne roti-

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 88, 1859.*

ren, wie ein an ihre Stelle gesetztes festes Stromelement. Indem sich diese Bewegung mit der scheinbar von dem positiven Pol fortschreitenden Richtung der Entladungen zusammensetzt, beschreibt das Licht öfter spiralförmige Curven.

Liegen, um nur ein Beispiel anzuführen, die die positive und negative Elektrode darstellenden parallelen Dräthe *A B* und *CD*, Fig. 362, in einer Horizontalebene und in der axialen Richtung und befinden sich die Magnetpole in *S* und *N*, so bildet das negative violette Licht um *CD* die magnetische

Fig. 362.

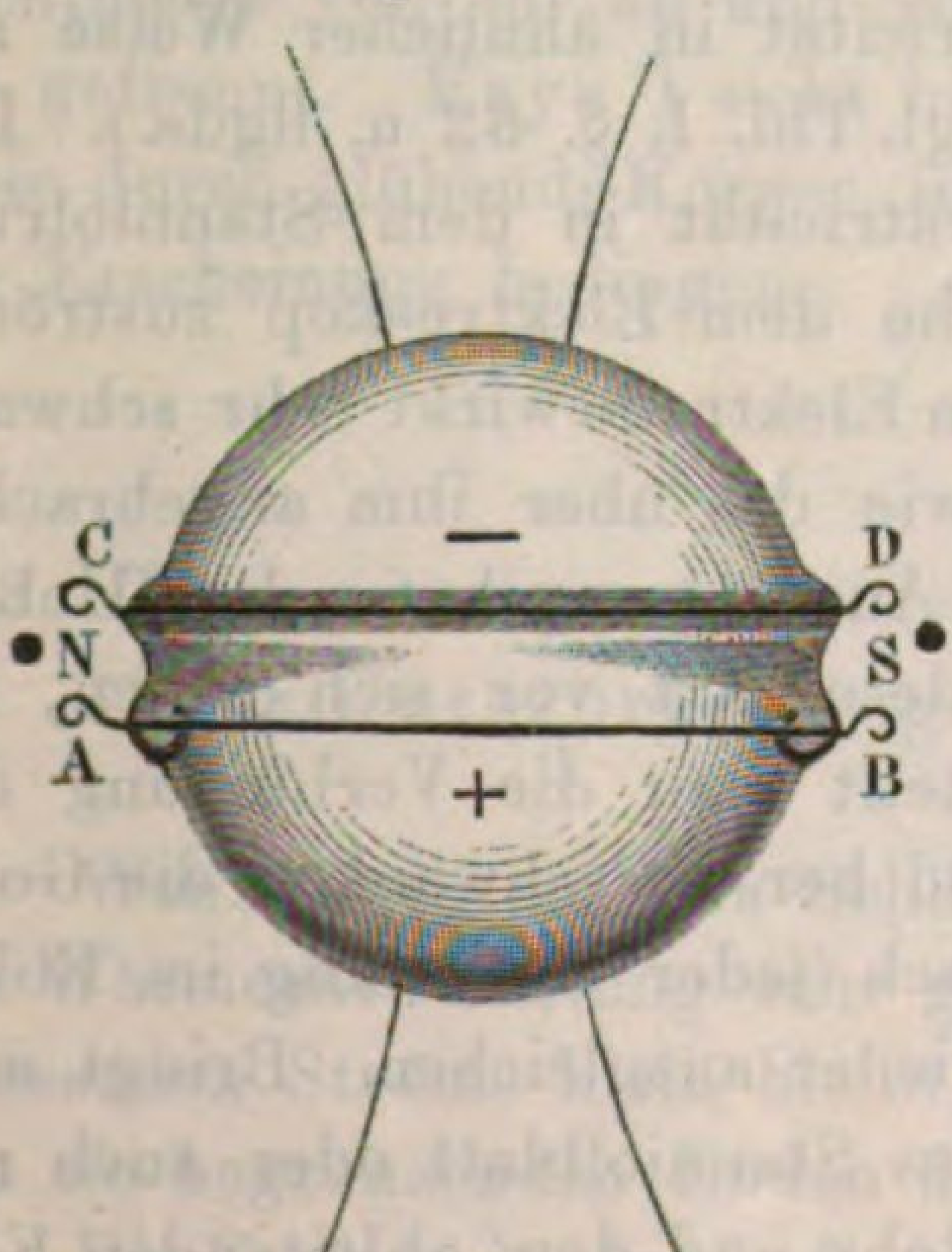
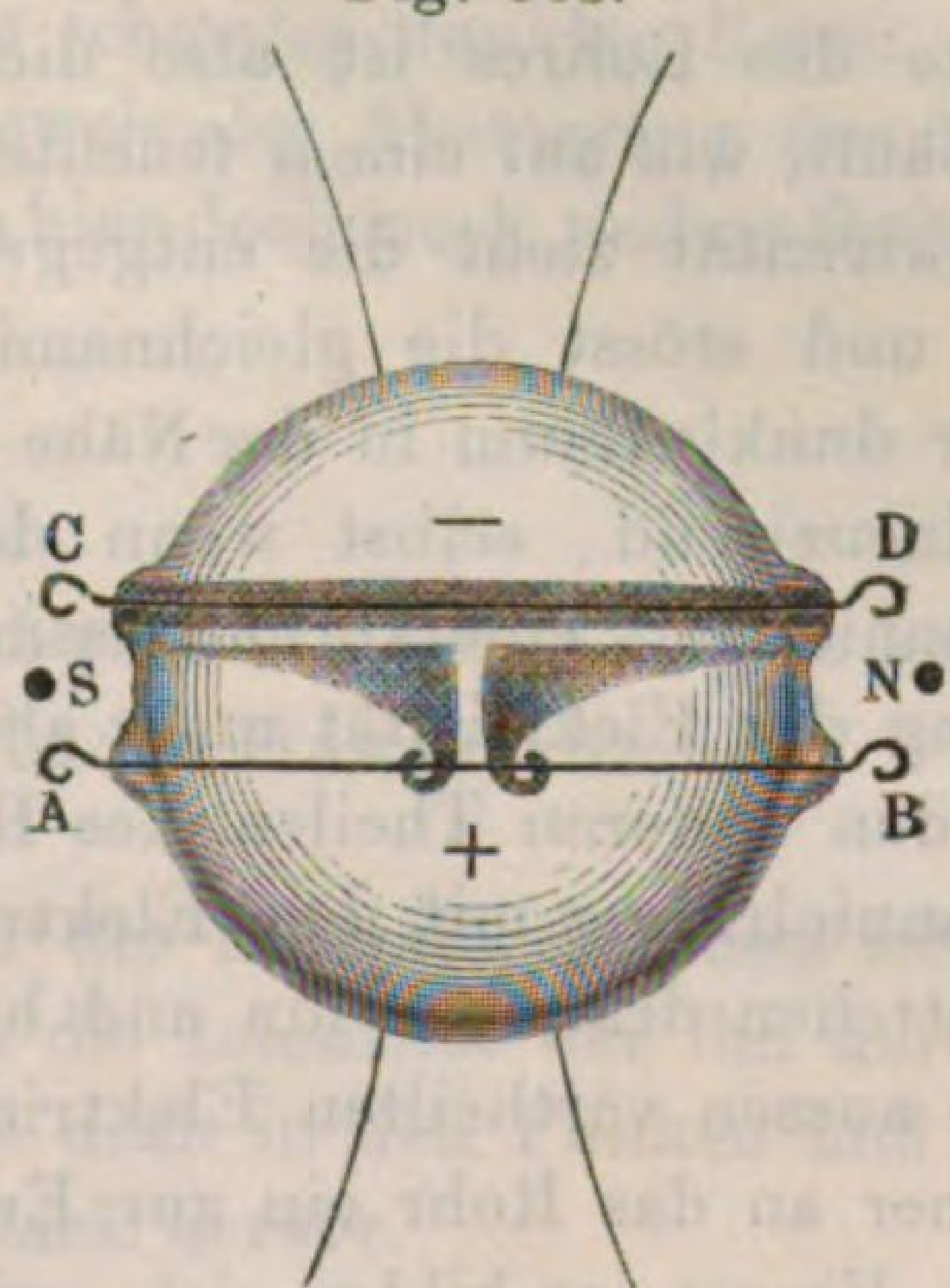


Fig. 363.



Lichtfläche; von den die Glaswand berührenden Stellen von *A B* geht aber das positive Licht in zwei entgegengesetzt gewundenen Spiralen, die sich allmälig immer mehr ausbreiten, zu der mit violettem Licht bedeckten negativen Elektrode *CD* über, von der sie indess stets noch durch einen dunklen Raum getrennt bleiben. Bei Umkehr der Stromesrichtung gehen die Spiralen, ohne sich zu vereinen, mehr gegen die Mitte von *A B* hin und winden sich von dort in umgekehrter Richtung wie vorher gegen die negative Elektrode (Fig. 363). — Befinden sich die parallelen, horizontalen und axial gerichteten Elektroden übereinander, und ist die negative die obere, so wird das negative Licht oben von der Glaswand, unten von der die Elektrode berührenden magnetischen Curve begränzt. Dabei kann dasselbe von der positiven Elektrode durchschnitten werden. Ist die negative Elektrode die untere, so wird das negative Licht durch zwei magnetische Curven begränzt, deren eine durch die Endpunkte der Elektrode geht, die andere sie in der Mitte berührt. Das positive Licht strömt von einzelnen Punkten der positiven Elektrode in Schichten nach vorn oder hinten zur negativen Elektrode, von der es durch einen dunklen Raum getrennt bleibt.

In Bezug auf die weiteren Details der mannigfach abgeänderten und complicirten Erscheinungen müssen wir auf die Originalabhandlung Plücker's verweisen. Leider geben alle Beobachtungen noch keinen

Aufschluss über den Grund der verschiedenen Verbreitungsart der beiden Elektricitäten von den Elektroden aus [1]).

763 Schiebt man auf eine Geissler'sche Röhre an verschiedenen Stellen einen schmalen Ring von Stanniol und verbindet denselben mittelst eines Drathes für einen Augenblick mit dem Elektroskop, so zeigt dasselbe Ausschläge von positiver oder negativer Elektricität, je nachdem man den Ring mehr der positiven oder negativen Elektrode nähert. In der Mitte zwischen beiden Elektroden zeigt sich ein Indifferenzpunkt. An der Innenseite des Rohres ist also die freie Elektricität in ähnlicher Weise angehäuft, wie auf einem feuchten Leiter (vergl. Thl. I, §. 62 u. flgde.). Die Elektricität zieht die entgegengesetzte Elektricität in dem Stanniolring an und stösst die gleichnamige ab, welche dem Elektroskop zuströmt. Der dunkle Raum in der Nähe der negativen Elektrode wirkt sehr schwach influenzirend, selbst wenn derselbe, so wie das über ihm angebrachte Stanniolblatt eine verhältnissmässig grosse Ausdehnung hat. Der Uebergang der Elektricität muss also hier in anderer Art vor sich gehen, als in den anderen Theilen des Rohres. — Stellt man die Verbindung des Stanniolringes mit dem Elektroskop dauernd her, so schwanken die Goldblättchen desselben hin und her, indem nach jeder Entladung im Rohre die aussen vertheilten Elektricitäten sich wieder ausgleichen. Bringt man daher an das Rohr ein zur Erde abgeleitetes Stanniolblatt oder auch nur den Finger, so bilden sich zwischen dem Rohr und dem ableitenden Körper eine Reihe feiner Funken, welche diesen Austausch der Elektricitäten vermitteln und ein knatterndes Geräusch verursachen.

Die Influenz auf leitende Körper, die den Röhren von aussen genähert werden, wirkt auf den Elektricitätsstrom in ihnen zurück. Bringt man z. B. an die Röhre oder an das elektrische Ei an einer Stelle den Finger, so wird durch die in demselben vertheilte Elektricität die Luft des Rohres zu jener Stelle hingezogen. Wird hierdurch die Luft an den entfernteren Stellen so bedeutend verdünnt, dass durch sie die Entladung weniger deutlich stattfinden kann, so geht sie nun durch die zu jener Stelle hingezogene Luft, die ihr einen kleineren Querschnitt bietet. Die durch die Schichtung angedeutete Richtung der Entladung neigt sich zu der berührten Stelle hin und die Schichtung selbst wird deutlicher [2]).

Kittet man eine Glasglocke auf eine horizontale Metallplatte, auf der ein oberhalb durch eine Platinplatte geschlossenes Metallrohr aufgesetzt ist, und lässt nach dem Evacuiren der Glocke den Strom des Ruhmkorff'schen Apparates durch zwei horizontale Elektroden eintreten, so dass der Lichtstrom etwas oberhalb der Platinplatte sich herstellt, so bleibt der-

[1]) Vergl. auch Plücker, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 263. 1861.* Die Beschreibung der Aenderung der Lichterscheinung in einem ellipsoidischen Gefäss bei allmäligem Zutreten von Gas in den luftverdünnten Raum unter Einfluss des Magnetes. Die Erscheinungen nähern sich immer mehr den §. 739 und 740 beschriebenen Phänomenen. — [2]) Riess, Pogg. Ann. Bd. CIV, S. 321. 1858.*

selbe zunächst horizontal. Erhitzt man aber die Platte von aussen, so biegt er sich gegen dieselbe um, vermuthlich indem die erhitzte Luft in der Nähe der Platte den Strom besser leitet. Wird die Platte sehr stark erhitzt, so wendet sich der Lichtstrom dagegen von derselben ab, und um sie bildet sich ein dunkler glockenförmiger Raum; vielleicht weil durch die starke Erhitzung die Luftverdünnung so weit getrieben ist, dass der Strom daselbst nicht mehr hindurchgeht, oder der schnell aufsteigende Luftstrom die Entladung mit sich fortführt. Dient die Platinplatte als negative Elektrode, so hebt sich beim Erhitzen gleichfalls die violette Lichtmasse von ihr ab und ist durch einen schmalen dunklen Raum von ihr getrennt. Faye [1]) sieht hierin einen Beweis der Abstossung der Materie durch glühende Körper, indess möchten hier doch noch andere Gründe die Erscheinung bedingen.

3. Thermische, chemische und mechanische Wirkungen an der Unterbrechungsstelle des Inductionsstromes.

Wenn auch in dem Schliessungskreise des Inductionsstromes selbst 761
die Wärmeentwickelung sehr gering ist, da die Intensität der ihn durchfliessenden Ströme klein bleibt, so tritt sie doch in den Funken und an den sie begränzenden Enden der Leitung stark hervor.

Die Funken in der Luft erwärmen ein Thermometer, welches in ihren Strom hineingehalten wird, und zwar ist die Erwärmung abhängig von der Natur der Elektroden, zwischen denen die Funken überspringen. Es ergab sich unter anderen die Temperaturerhöhung des Thermometers bei Elektroden von:

Platin	Blei	Zinn	Antimon	Zink	Wismuth
18,5° C.	30,5	33	34,25	35	37.

Unter den übrigen Metallen geben Elektroden von Kupfer, Eisen, Silber einen etwas heisseren, von Graphit einen etwas kälteren Funkenstrom als Platin. Es scheint also mit der geringeren Cohärenz und grösseren Schmelzbarkeit und Flüchtigkeit der Metalle die Temperatur der Funken zu steigen.

Bestehen beide Elektroden aus verschiedenem Metall, so ist die Temperatur der Funken am höchsten, wenn das Metall der negativen Elektrode das flüchtigere und schmelzbarere ist. So stieg die Temperatur des in den Funkenstrom gehaltenen Thermometers bei

— Elektrode:	Platin	Platin	Zinn	Platin	Wismuth
+ Elektrode:	Platin	Zinn	Platin	Wismuth	Platin
Temperaturerhöhung	18,5°	23,5	31	18,5	30

[1]) Faye, Compt. rend. T. L. p. p. 894 und 959. 1860. — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 632. 1855.*

Diese Erscheinungen entsprechen vollständig den §. 734 mitgetheilten Betrachtungen. Um eine bedeutende Wärmeentwickelung hervorzurufen, muss die durch die Luft continuirlich hindurchgehende Elektricitätsmenge möglichst gross sein. Da dieselbe nun um so bedeutender ist, je besser sich die Lichthülle bilden kann, so müssen hierzu die Elektroden leichter sich vertheilen. — Trennt man durch Blasen die Lichthülle von dem eigentlichen Funken, und senkt in dieselben einen Papierstreif oder den Docht einer Weingeistlampe, so wird er in der Lichthülle entzündet, im Funken nicht; ein Beweis, dass die durch letzteren ausgeglichene Elektricitätsmenge zu klein ist, um die zur Entzündung jener Körper genügende Wärmemenge zu liefern [1]).

Je länger unter sonst gleichen Umständen (bei gleicher inducirender Rolle und Unterbrechung und gleicher Kette) die Inductionsrolle ist, desto mehr wird die Entladung verzögert, desto bedeutender wird nach der ersten Entladung die Lichthülle entwickelt und desto höher steigt die Temperatur eines in den Funkenstrom eingesenkten Thermometers. Mit zunehmender Verdünnung der Luft nimmt dieser Einfluss der Länge der Inductionsrolle ab, da nun überhaupt ein grösserer Theil der Entladung an der Bildung der Lichthülle theilnimmt. — Bei Einschaltung einer Leydener Flasche in den Inductionskreis nimmt aus dem entgegengesetzten Grunde die Erwärmung ab [2]).

765 Die Temperatur der beiden Spitzen, zwischen denen die Funken überspringen, ist wesentlich verschieden. Sehr bemerkenswerth ist es, dass stets hierbei die als negative Elektrode für den Oeffnungsstrom dienende Spitze die heissere ist, während bei dem Uebergang eines gewöhnlichen galvanischen Stromes zwischen zwei Spitzen, z. B. bei Herstellung des galvanischen Lichtbogens, die positive Spitze heisser ist als die negative. Näherte z. B. Despretz [3]) den Kugeln eines elektrischen Eies ein Thermometer, so erwies sich die mit violettem Licht bedeckte als die wärmere. Wendet man als Elektroden für den Inductionsfunken zwei dünne Platindräthe an, so erglüht der negative an seiner Spitze, während der positive dunkel bleibt [4]). — Bedient man sich zweier dünner Eisendräthe als Elektroden, so schmilzt und verbrennt der als negative Elektrode dienende Drath.

Stellt man zwei sehr dünne Platindräthe von $^1/_{30}{}^{mm}$ Durchmesser mit ihren Spitzen einander gegenüber, schlingt den einen, als negative Elektrode dienenden um die Kugel eines Thermometers und lässt nun den Funkenstrom zwischen den Dräthen übergehen, so erglüht bei gewöhnlichem Luftdruck nur die Spitze des negativen Drathes und nur sie ist mit blauem Glimmlicht bedeckt. Das Thermometer steigt kaum. Bei Verdünnung der Luft vermindert sich die Temperatur der Spitze und die

1) Perrot, Arch. Nouv. Sér. T. VI, p. 65. 1859.* — 2) Poggendorff, Monatsber. der Berl. Akad. 7. März. 1861.* — 3) Despretz, Compt. rend. T. XXXVII, S. 369. 1853.* — 4) Gassiot, Phil. Mag. [4.] Vol. VII, p. 97. 1854.*

Lichthülle breitet sich aus. Sobald diese den das Thermometer bedeckenden Theil des Drathes erreicht, steigt dasselbe schnell. Bei weiterer Verdünnung weicht das Glimmlicht immer mehr vom Ende des Drathes zurück, und zugleich sinkt die Temperatur des Thermometers wieder, wenn die Lichthülle den dasselbe bedeckenden Theil des Drathes verlässt. Also auch hier ist die Temperaturerhöhung an die Bildung der Lichthülle geknüpft. Je länger die Inductionsrolle unter sonst gleichen Umständen ist, desto stärker ist hierbei die Erwärmung des Thermometers [1]).

Der Unterschied der Erwärmung der Elektroden zeigt sich nur, wenn sie sich in einem weiteren Raume befinden. In einem engen Capillarrohre ist er nicht bemerkbar. — Lässt man ferner die Funken zwischen zwei dünnen Platindräthen überspringen und erglüht hierbei nur der negative Drath lebhaft, so dass er zu einer kleinen Kugel schmilzt, und berührt man dann diese Kugel mit einem dünnen Glasfaden, so beginnt plötzlich der positive Drath zu glühen, während der negative Drath erlischt [2]). Es wird hierbei die leitende Oberfläche des negativen Drathes mit einer schlecht leitenden Glasschicht bedeckt und es können ähnliche Verhältnisse eintreten, wie bei den später §. 774 zu erwähnenden Versuchen von Gaugain.

Nach Riess [3]) ist die hohe Temperatur der Enden der Elektroden **766**
und namentlich der einen derselben dadurch bedingt, dass durch die zwischen ihnen befindliche Luft die continuirliche Entladung in der Drathleitung auch noch in den der Luftschicht zunächst liegenden Metallstrecken in die discontinuirliche übergeht. Hierdurch findet dann zugleich ein Zerstäuben der einen oder anderen Elektrode statt. Je nach dem Widerstand, den die zwischen den Elektroden befindliche, mehr oder minder verdichtete Luft dem Uebergang der Elektricität darbietet, geht diese Umwandlung der Entladung erst am Ende der Elektroden oder schon in einigem Abstande von demselben vor sich.

In ähnlicher Weise geht z. B. die continuirliche Entladung zwischen zwei in Wasser befindlichen Metallkugeln durch eine sehr dünne Fettschicht auf denselben in eine discontinuirliche über, die die ganze Wassermasse in einem Funken durchbricht. Die durch die Erwärmung eines Luftthermometers gemessene Intensität des Stromes im Schliessungskreise wird dann bedeutender. Solche Uebergänge der continuirlichen in die discontinuirliche Entladung können dann auch die Zerreissung und das Schmelzen eines Drathes an einzelnen Stellen durch einen starken Schlag einer Batterie bedingen, indem die Elektricität sich in einem Querschnitt in grösserer Dichtigkeit anhäuft und zu einem folgenden Querschnitt discontinuirlich d. i. stossweise übergeht. In diesem Fall kann auch ein Theil der Entladung durch die Luft hindurchgehen, namentlich wenn dieselbe verdünnt ist; die Luft erscheint erleuchtet und der Drath bedarf einer grösseren Elektricitätsmenge zum Glühen als in gewöhnlicher Luft.

[1]) Poggendorff, l. c. — [2]) Gassiot l. c., Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 355. 1855.* — [3]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 585, 1856.*

Aehnliche Erscheinungen kann man auch beim Durchleiten starker galvanischer Ströme durch dünne Platindräthe wahrnehmen. Die Luft zeigt sich dann ozonhaltig und riecht namentlich an dem dem positiven Pol der Säule zugewandten Ende des Drathes stark nach Ozon [1]).

767 Die zersetzende Wirkung des Inductionsfunkens ist eine doppelte. Einmal werden die von ihm durchbrochenen Stoffe an allen seinen Stellen in ihre beiden Bestandtheile zersetzt. Zweitens aber scheiden sich auch die Ionen derselben getrennt an den beiden Elektroden aus, zwischen denen der Funken überspringt.

Dies hat Perrot [2]) gezeigt, indem er aus einem Kolben Wasserdampf durch zwei Glasröhren in Wasser leitete, über welchem die entwickelten Gase in umgestülpten Glasglocken aufgefangen wurden. In die Glasröhren waren zwei mit den Enden der Inductionsrolle verbundene Platindräthe so eingeschmolzen, dass ihre Enden, zwischen denen die Funken übergingen, mit den Enden der Glasröhren zusammenfielen. Die hierbei in beiden Glasglocken aufgefangenen Gase enthielten Knallgas, ausserdem aber noch einen Ueberschuss von Sauerstoff oder Wasserstoff, je nachdem das aus dem Wasserdampf an der positiven oder negativen Elektrode gebildete Gas untersucht wurde. Das Verhältniss dieser Ueberschüsse an Sauerstoff und Wasserstoff war nahezu das der im Wasser verbundenen Gase (1 : 2), und die Menge derselben nur etwas kleiner als der Menge des Kupfers entsprach, welche in einem gleichzeitig in den Inductionskreis eingeschalteten Kupfervitriolvoltameter ausgeschieden war. — Durch eine dritte, über der Mitte der Inductionsfunken angebrachte Röhre wurde nur reines Knallgas mit dem Wasserdampf fortgeführt.

Werden in demselben Inductionskreise zwei Unterbrechungsstellen angebracht, zwischen denen Funken in Wasserdampf überschlagen, so wächst die zersetzte Wassermenge mit der Länge der Funken.

Auch eine Versuchsreihe von Grove [3]) lässt auf eine polare chemische (allotropisirende oder zersetzende) Wirkung der Funken schliessen. Er legte auf den Teller einer Luftpumpe eine versilberte Kupferplatte, befestigte ihr gegenüber eine Stahlnadel, und verband nach dem Auspumpen der Luft bis auf $^1/_2$ Zoll Quecksilberdruck die Spitze mit dem einen, die Platte mit dem andern Ende der inducirten Spirale eines Ruhmkorff'schen Apparates. War die Spitze negativ, so entstand auf der Platte ein kleiner runder, dunkler Fleck, war sie positiv, ein grosser, aber verwaschener Fleck. In einem Wasserstoffvacuum änderte sich die Platte nicht; war sie zuerst im Luftvacuum oxydirt, so wurde sie jetzt reducirt.

Enthielt der luftverdünnte Raum ein Gemenge von Wasserstoff und Sauerstoff, so bildete sich auf der Platte ein allmälig gelb, roth, blau wer-

[1]) Van der Willigen, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 511, 1856.* — [2]) Perrot, Compt. rend. T. XLVII, p. 351. 1858;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LXI, p. 161. 1861;* Arch. Nouv. Sér. T. XI, p. 232.* — [3]) Grove, Phil. Trans. 1852. pl. I, p. 87;* Pogg. Ann. Bd. XCIII, S. 417 u. 582.*

dender Fleck, wenn sie positiv war; derselbe verschwand, als sie nachher als negative Elektrode diente, und hinterliess nur einen dunklen Schein auf der Platte. — Verschiedene Verhältnisse von Sauerstoff und Wasserstoff im Gasgemisch ändern in weiteren Gränzen die Erscheinung wenig.

In einem verdünnten Gemenge von Sauerstoff mit sehr viel Stickstoff erhält man ähnliche Erscheinungen, wie mit Wasserstoff und Sauerstoff.

Die Flecke, welche auf der Silberplatte entstehen, wenn sie als positive Elektrode dient, sind durch eine Lösung von unterschweflichtsaurem Natron fortzuwaschen, so dass sie auf einer Oxydation zu beruhen scheinen, und ihre Entfernung, wenn die Platte nachher als negative Elektrode dient, einer Reduction des gebildeten Oxydes zuzuschreiben ist.

Die Oxydationsflecke sind häufig mit abwechselnd glänzenden und gefärbten Ringen umgeben, deren Bildung der der Nobili'schen Ringe analog ist. Die Farben wechseln mit den Bedingungen des Versuchs. In einem speciellen Falle folgte dem innen gelbgrünen, aussen blaugrünen Fleck ein blanker Ring, dann ein innen orange, in der Mitte karmoisinrother, aussen purpurfarbener Ring. Man erhält die Ringe am besten in einem Vacuum von 1 Vol. Sauerstoff und 5 Vol. Wasserstoff. Der bemerkenswerthe blanke Ring erscheint in dem Wasserstoff-Sauerstoffgemenge constant. Im Vacuum von Stickoxydul, Stickoxyd, Kohlensäure, Sauerstoff zeigen sich dieselben Erscheinungen wie in der Luft, mag sie als positive oder negative Elektrode dienen. — In ölbildendem Gase zeigt die Platte die Farbenringe dünner Blättchen, nachher einen pulverförmigen Niederschlag, in dem sich glänzende Punkte bildeten.

Ein in Glas bis auf seine äusserste Spitze eingeschmolzener Platindrath giebt keine Ringe, wie ein gewöhnlicher Eisen- oder Platindrath, sondern nur einen dunklen kleinen runden Fleck. Ist die Spitze des Drathes der Platte sehr nahe, so bilden sich indess Anfangs kleine Ringe. Bei langer Fortsetzung des Versuchs beschlägt das Glas an der Platinspitze mit Platin, und die Ringe treten auf, weil nun die leitende Oberfläche der Spitze vergrössert ist.

Neben der Bildung dieser Erscheinungen geht stets das bekannte Lichtphänomen an den Elektroden her. — Kupfer-, Silber-, Platindräthe statt des Eisendrathes zeigen dieselben Phänomene, nur wirkt der Platindrath etwas schwächer.

Platten von Wismuth sind ebenso gut wie Silberplatten zu verwenden. Blei oxydirt sich leichter, reducirt sich aber schwerer. Kupfer, Zinn und Zink bedürfen grösserer Luftmengen zur Oxydation und reduciren sich nach derselben nicht vollständig. Eisen bedarf viel Luft und zeigt dann einen nicht zu reducirenden Rostfleck. Platinplatten sind unwirksam.

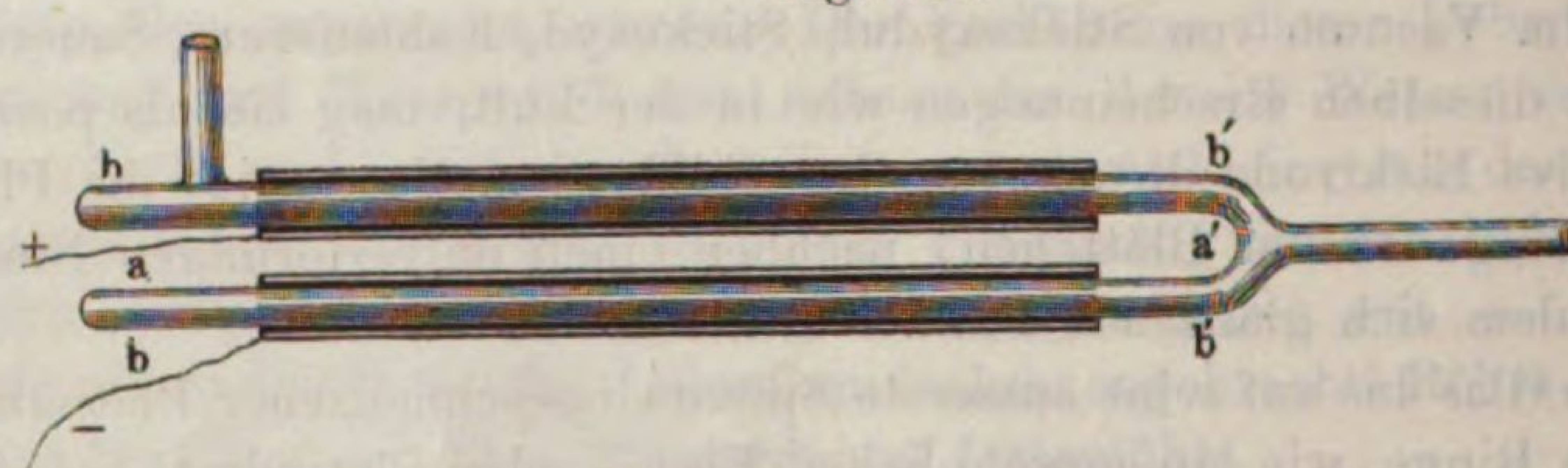
Meist ist bis jetzt nur die chemische Wirkung der Funken als Ganzes untersucht worden, wobei also ihre polar-elektrolysirende Thätigkeit an 768
den Elektroden mit der Einwirkung auf die Körper durch ihre mittleren

Theile gemeinsam beobachtet wurde. Auf diese Weise vermitteln die Funken die Verbindung von Stickstoff und Wasserstoff zu Ammoniak, wohl unter Bildung noch anderer Nebenproducte [1]), auch die Verbindung von schwefliger Säure und Sauerstoff zu Schwefelsäure, von Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasser, von Stickstoff und Sauerstoff zu salpetrichter Säure. So bilden sich rothe Dämpfe der letzteren, wenn die Funken in der Luft übergehen. Bei Gegenwart von Wasser bildet sich auch nach Schönbein salpetrichtsaures Ammoniak. Kohlenelektroden geben in Wasserstoff Veranlassung zur Bildung von Kohlenwasserstoffarten [2]).

Die Menge des in der Luft durch die Funken zu salpetrichter Säure verbundenen Stickstoffes und Sauerstoffes nimmt bei gleichbleibender Stromintensität mit der Länge der Funken zu. Bei Anwendung desselben Inductionsapparates und derselben ihn erregenden Säule und allmäliger Entfernung der Elektroden von einander, wobei die Länge der Funken zu-, die Stromintensität abnimmt, erhält man bei einer gewissen Funkenlänge das Maximum des chemischen Effectes [3]).

Diese Wirkung der Funken auf die Luft scheint darauf zu beruhen, dass dieselben den Sauerstoff zum Theil in Ozon verwandeln kön-

Fig. 364.



nen, wie dies auch stattfindet, wenn man sie in reinem Sauerstoff überschlagen lässt. Ein sehr zweckmässiger Apparat zur Darstellung des Ozons auf diesem Wege ist von Siemens [4]) angegeben worden: Zwei Glasröhren, *aa'* und *bb'*, Fig. 364, sind ineinander geschoben und an ihren einen Enden mit einander verschmolzen. Die innere *aa'* ist bei *a'* zugeschmolzen. An beiden Enden sind an die äussere Glasröhre Tubuli angeblasen. Die innere Fläche der inneren und die äussere Fläche der äusseren Glasröhre werden mit Stanniolblättern belegt, und dieselben mit den Enden der Inductionsrolle eines Ruhmkorff'schen Apparates verbunden. Durch die zwischen den unbelegten Glaswänden hin- und herspringenden Funken wird das Gas ozonisirt. — Ein Gemenge von Sauerstoff und Wasserdampf scheint hierbei nach Schönbein ausser Ozon auch Wasserstoffsuperoxyd zu liefern.

769 Andere Gase werden durch die Inductionsfunken zersetzt, so z. B. Ammoniak in Stickstoff und Wasserstoff, Methylamin in nadelförmige Krystalle

1) Frémy und E. Becquerel, Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXV, p. 82. 1852.* — 2) Morren, Compt. rend. T. XLVIII, p. 342. 1859;* Cosmos T. XIV, p. 127.* — 3) Perrot l. c — 4) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CII, S. 120. 1857.*

von Cyanmethylammonium und Wasserstoff; bei längerem Durchgang setzt sich eine theerartige Substanz ab. Aehnlich verhält sich Trimethylamin und Aethylamin. — Cyan zersetzt sich durch die Funken, ebenso wie durch einen glühenden Eisendrath, vollständig in Kohle und Stickstoff, Stickoxyd und Stickoxydul in Stickstoff und Sauerstoff; welcher letztere sich mit einem Theil des Stickoxyds zu rothen Dämpfen von salpetrichter Säure verbindet, bis auch diese zersetzt werden. Kohlenoxydgas wird nicht zersetzt; ist es über Wasser aufbewahrt, so bildet sich Wasserstoff und Kohlensäure. Kohlensäure zerfällt in Kohlenoxyd und Sauerstoff, welche sich später unter Explosion wieder vereinigen. Sumpfgas zersetzt sich schwer in Kohle und Wasserstoff; ölbildendes Gas in Kohle und Wasserstoff; schweflige Säure langsam in Schwefel und wasserfreie Schwefelsäure ($2\,SO_2 = S + SO_3$); Schwefelwasserstoff ebenso in Schwefel und Wasserstoff; Phosphorwasserstoff in Phosphor und Wasserstoff; Wasserdampf in Wasserstoff und Sauerstoff. Chlorwasserstoff wird kaum zersetzt. Gemenge von schwefliger Säure und Sauerstoff geben Schwefelsäure [1]).

Ganz analoge Resultate erhält man, wenn galvanisch glühende Platin- oder Eisendräthe in die Gase gebracht werden; nur wirkt im letzten Fall noch die Verwandtschaft des Eisens mit. — Aehnliche Resultate sind auch schon früher mit den gewöhnlichen Funken der Elektrisirmaschine erhalten worden.

Als Quet [2]) in einem mit Leuchtgas gefüllten, horizontal gestellten Eudiometerrohr die Funken überschlagen liess, bemerkte er nur auf beiden Elektroden einen Absatz von Kohle, nicht aber auf den, den mittleren Theilen der Funken zunächst liegenden Stellen des Rohres. Von den Elektroden aus breitete sich der Ansatz von Kohle aus, bis sich die Kohlentheilchen in der Mitte zwischen denselben berührten. Diese Wirkung konnte indess durch das Mitreissen der Kohlentheilchen vermittelst der Funken bedingt sein.

In ähnlicher Weise wirken die Funken auch auf Flüssigkeiten. So 770
setzt z. B. Alkohol eine saure harzige Masse ab. Mit Kalilauge gemengt, entwickelt er ein Gas, welches, mit Kupferoxydulammoniak geschüttelt, eine röthliche, mit ammoniakalischer Silberlösung eine graue Substanz liefert, die beim Schlagen und Erhitzen explodirt und beim Behandeln mit Salzsäure ein mit leuchtender Flamme brennendes Gas liefert [3]).

Ebenso werden andere Flüssigkeiten, Aether, Salpetersäure, ätherische und fette Oele u. s. w., durch die Hitze der Funken zersetzt. Dieselbe Erscheinung tritt ein, wenn man die Metallelektroden einer Säule unter den Flüssigkeiten in Berührung bringt. Hier wird wahrscheinlich die Zersetzung durch das Erglühen der Berührungsstelle der Elektroden hervorgerufen, vielleicht dann auch durch Bildung eines kleinen Lichtbogens,

[1]) Buff und Hofmann, Ann. der Chem. und Pharm. Bd. CXIII, S. 129. 1860.* — [2]) Quet, Compt. rend. T. XLVI, p. 903. 1858.* — [3]) Quet l. c.

wenn dieselben nachher ein wenig von einander getrennt werden. Aehnlich verhalten sich auch hier glühende Dräthe in der Flüssigkeit.

Alle diese Erscheinungen haben mehr ein chemisches als ein physikalisches Interesse; weshalb wir sie nur kurz erwähnt haben.

771 Die Inductionsfunken können, wie die Entladungsfunken der Leydener Flasche, mechanische Wirkungen äussern. Wenn die Inductionsfunken durch verschiedene Körper hindurchgehen, so durchbrechen sie dieselben und schleudern ihre Masse auseinander (vgl. auch §. 732). Können nachher die Theile der Körper plötzlich wieder in den durch den Funken von Masse entleerten Raum eintreten, so erzeugt sich ein knallendes Geräusch. Beim Uebergang der Funken in der Luft hört man dasselbe, ebenso, nur noch lauter, in Flüssigkeiten. — Auch feste Körper vermögen die Funken zu durchbrechen. Setzt man z. B. zwei spitze Elektroden einander gegenüber auf die beiden Seiten einer Glasplatte, so wird dieselbe bei Verbindung der Elektroden mit den Enden der Inductionsrolle eines kräftigen Inductionsapparates durchbohrt. Mit grossen Apparaten hat man dieses Experiment sogar an 3 Centimeter dicken Glasplatten gezeigt. Dabei hört man kaum ein Geräusch, obgleich die optische Untersuchung des Glases in der Nähe der Durchbohrung deutlich eine starke Zusammendrückung desselben anzeigt [1]). — Dass durch das Discontinuirlichwerden der Entladung auch die Metalltheile der negativen Elektrode zerstäubt werden, haben wir schon §. 747 erwähnt.

Lässt man die Inductionsfunken durch Feilspäne hindurchschlagen, welche man auf eine Glasplatte gestreut hat, so hören bald die zickzackförmigen Funken zwischen denselben auf. Die Feilspäne schaaren sich namentlich an dem positiven Pol aneinander, so dass man bald keine Funken mehr zwischen ihnen überspringen sieht. Man kann dann die Feilspäne mit den Elektroden in die Höhe heben. Diese Erscheinung ist offenbar durch die Vertheilung der Elektricitäten in den Feilspänen vermittelst der an den Elektroden angehäuften Elektricitäten und durch die darauf folgende Anziehung derselben bedingt. Berühren sich die Späne dann an einzelnen Punkten, so werden sie durch die an diesen Stellen stattfindende Erhitzung bei der Entladung auch wohl ein wenig mit einander verlöthet. — Schlecht leitende Pulver, z. B. von Holzkohle, werden dagegen von den Elektroden fortgeführt, so dass namentlich um die positive Elektrode herum ein leerer Raum bleibt [2]). Findet die Entladung in Pulver von Gasskohle statt, welches auf einer 2^{ctm} breiten, 15^{ctm} langen Glasplatte ausgebreitet ist, so bilden sich transversale Streifen von Kohle, welche in einem Abstand von 2 bis 3^{mm} von einander liegen [3]) (vergl. §. 731).

Je schneller die Inductionsfunken bei gleichbleibender bewegter Elek-

[1]) Du Moncel, Recherches sur la Non Homogénéité de l'étincelle. etc. p. 28.* — [2]) Du Moncel, Compt. rend. T. XXXVII, p. 995. 1853;* Notice sur l'appareil d'induction 1855. p. 144.* — [3]) Quet und Seguin, Compt. rend. T. XLVIII, p. 338. 1859.*

tricitätsmenge verlaufen, desto stärker ist das Geräusch, welches sie in der Luft erzeugen. Eine solche Verkürzung der Dauer des Funkens findet z. B. durch Einwirkung eines Magnetes auf denselben statt (vergl. §. 720). Hierauf beruht u. a. die Beobachtung von Page [1]), dass beim Oeffnen des Schliessungskreises der Magnetisirungsspiralen eines Elektromagnetes der erscheinenden Oeffnungsfunken um so kürzer und breiter wird und mit um so grösserem Geräusch überspringt, je näher die Oeffnung an den Polen des Magnetes stattfindet. Bei den Versuchen von Page betrug die Länge des Funkens hierbei 8 Zoll; der Knall beim Oeffnen war fast der eines Pistolenschusses. — Beim Oeffnen des Stromes bildet sich zuerst in Folge des Extrastromes ein lebhafter Funken, welcher Veranlassung zur Bildung eines kleinen, eine gewisse Zeit dauernden Lichtbogens giebt, der noch eine partielle Schliessung des Stromkreises bewirkt. Wird die Oeffnung aber in der Nähe der Magnetpole hervorgebracht, so wird dieser Bogen aus seiner Lage abgelenkt und dadurch schneller zerrissen, so dass die Unterbrechung des Stromes viel schneller geschieht, als ohne Einwirkung des Magnetes. — Hierdurch wird die elektromotorische Kraft des dabei auftretenden Extrastromes verstärkt, und derselbe bewirkt die oben erwähnten Phänomene. — In ganz gleicher Weise wird auch die elektromotorische Kraft des Oeffnungsstromes in einer inducirten Spirale, z. B. eines Ruhmkorff'schen Apparates, vermehrt, wenn man die inducirende Spirale zwischen den Polen eines Magnetes öffnet, und die zwischen den Enden der ersteren erscheinenden Funken werden dadurch bedeutend kräftiger.

Dieselbe verstärkende Wirkung des Magnetes zeigt sich nach Rijke, wie zu erwarten, auch für die physiologische Wirkung des Extrastromes.

Kann sich die durch den Funken bewirkte Erschütterung der Luft 772
anderen Körpern mittheilen, so kann dadurch eine Erzeugung von Tönen verursacht werden, wie dies Poggendorff [2]) beobachtet hat.

Zwei parallel nebeneinander liegende Dräthe von je 100 Pariser Fuss Länge und 1^{mm} Durchmesser waren zu einer 5 Zoll langen Spirale von 5,5 Zoll Umfang aufgewunden. Diese Spirale wurde senkrecht aufgestellt und die nach unten gehenden Enden ihrer Leitungsdräthe so mit den Polen eines Grove'schen Elementes verknüpft, dass der Strom desselben die beiden Dräthe nebeneinander durchfloss. Ueber die Spirale wurden Röhren von verschiedenen cylindrisch zusammengebogenen Blechen geschoben. Waren die Ränder dieser Bleche entweder mit einander, wenn auch nur an einer kleinen Stelle, verlöthet, oder berührten sie einander gar nicht, so entstand bei Unterbrechung des Stromes durch einen Wagner'schen Hammer in denselben kein Ton, mit Ausnahme von eisernen Röhren. Berührten aber die Ränder einander lose, so hörte man bei Röhren von Platin,

[1]) Page, Sillimans Americ. Journ. 1850; Phil. Mag. [4.] T. 1, p. 170. 1851;* Rijke, Pogg. Ann. Bd. LXXXIX, S. 166. 1853.* — [2]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCVIII, S. 193. 1856.*

Kupfer, Neusilber, Zinn, Messing, Blei, Eisen ein trocknes, schlagendes Geräusch, welches an der Berührungsstelle der Röhrenränder gleichzeitig mit den jedesmaligen Unterbrechungen, nicht aber bei den Schliessungen des Stromes durch den Wagner'schen Hammer auftritt. Bei den elastischeren Metallen wird zugleich hierbei die ganze Masse der Röhren in Schwingungen versetzt und so die Erzeugung eines Tones bewirkt.

Mit verstärktem Aneinanderpressen der Röhrenränder nimmt die Stärke des tickenden Geräusches ab; der Ton wird dabei (z. B. bei Zinkröhren) höher. Hierbei ist es nicht die Vermehrung der Berührungspunkte, welche die Abnahme des Geräusches bedingt, denn wenn man eine Nähnadel zwischen die Ränder klemmt und sie dann mehr oder weniger stark zusammendrückt, zeigt sich das gleiche Verhalten.

Offenbar ist dieses Geräusch und diese Tonbildung durch die bei der Unterbrechung des Stromes der Spirale in dem umhüllenden Blech erzeugten Inductionsströme erzeugt, denn alle Ursachen, welche die Intensität derselben vermehren und ihre Dauer abkürzen, z. B. Einschieben von Eisendrathbündeln in die Spirale, verstärken das Geräusch; alle Ursachen, welche die Intensität der Inductionsströme vermindern und ihre Dauer vermehren, schwächen auch das Geräusch und die Tonerzeugung, so z. B. das Einschieben einer geschlossenen Metallröhre zwischen die Spirale und das umgebende Blech. Aus demselben Grunde vermindert es sich, wenn man zwei ungleich weite, für sich einzeln tönende Röhren zugleich übereinander über die Spirale schiebt, oder wenn man eine offene oder geschlossene Eisenröhre zwischen die Spirale und das tönende Blech einsetzt, da diese Röhre sich durch die Spirale, wenn auch schwach, so doch im entgegengesetzten Sinne magnetisirt, wie ein in dieselbe gestelltes Eisendrathbündel, und so bei der Induction der Spirale entgegenwirkt.

Der Grund dieses Tönens und Schlagens scheint nicht sowohl in der elektrodynamischen Abstossung der Röhrenränder, durch welche der inducirte Strom fliesst, bedingt zu sein, da diese Abstossung zu gering wäre, um dickere Röhren, wie Zinkröhren von 2 Zoll Durchmesser und $2^1/_2$ Linien Blechdicke, in Schwingungen zu versetzen; er scheint im Wesentlichen derselbe zu sein, welcher auch die Theil I, § 576 u. 577 beschriebenen Schwingungserscheinungen und Tonbildungen durch einen continuirlichen Strom hervorruft. An den Rändern der Röhre bilden sich bei dem Durchgang des Oeffnungsstromes kleine Funken, welche die Luft und auch die Ränder der Röhre ein wenig von einander pressen und so in Schwingungen versetzen. Auch mag wohl die Erwärmung der einzelnen Berührungspunkte der Bleche durch die Ströme dieselben nach Art des Trevelyan-Instrumentes bewegen, indem sich die Berührungspunkte nach jedem Inductionsstrom wieder abkühlen und zusammenziehen. Diese Schwingungen besitzen indess jedenfalls eine sehr geringe Weite; denn selbst bei 100maliger Vergrösserung konnte man mittelst eines Mikroskopes keine Bewegung der Ränder der Bleche beobachten und ebenso wenig beim Einsenken derselben in Wasser eine Wellenbewegung des letzteren wahrnehmen.

III. Abwechselnd gerichtete Ströme in unterbrochenen Inductionskreisen.

Wir haben im Vorhergehenden nur die einfachste Art der Entladung der Inductionsströme durch Luft von verschiedener Dichtigkeit betrachtet, bei welcher nur der Oeffnungsstrom durch dieselbe hindurchging. — In gewissen complicirteren Fällen wechselt indess die Richtung des Inductionsstromes. Man kann dies bei schneller Aufeinanderfolge der entgegengesetzten Ströme erkennen an der Abscheidung beider Gase an jeder Elektrode in einem in den Schliessungskreis eingefügten Voltameter und an der doppelsinnigen Ablenkung der Galvanometernadel. Beide Mittel sind indess nur so lange brauchbar, als die entgegengerichteten Ströme nicht allzu verschiedene Intensität haben. — Vollkommener kann man die doppelte Richtung an der Entladung im luftverdünnten Raum, z. B. durch eine Geissler'sche Röhre, erkennen. Bei derselben zeigt sich dann das, die negative Elektrode charakterisirende Glimmlicht an beiden Elektroden. — Lässt man ferner vor der Geissler'schen Röhre parallel ihrer Axe einen Spiegel rotiren und projicirt das Bild der Röhre auf eine matte Glasplatte, so erblickt man in derselben eine Reihe von hellen Bildern, deren jedes einer Entladung entspricht, und die abwechselnd von der einen oder anderen Elektrode ausgehen, indem dieselben abwechselnd an dem einen oder anderen Ende durch den dunklen Raum an der negativen Elektrode begrenzt sind [1]). Die Schichten sind nicht mehr gegen die eine (positive) Elektrode convex, sondern gegen beide Elektroden gleichmässig gekrümmt [2]). — Legt man ferner die Geissler'sche Röhre in axialer Richtung auf einen mit Halbankern versehenen Elektromagnet, so werden die doppelsinnigen Entladungen nach entgegengesetzten Seiten der Röhre abgelenkt, und man beobachtet in ihr zwei Lichtlinien, die sich in der Mitte der Röhre zwischen den Polen in eigenthümlicher Weise durchkreuzen [3]) (vergl. §. 779). — Leitet man endlich die Inductionsströme durch eine Magnetisirungsspirale, die eine Nähnadel enthält, und ist der letzte auf sie wirkende Strom verhältnissmässig schwach gegen den vorhergehenden entgegengerichteten, so wird beim Schlagen der Nadel in gewissen Fällen ihr Magnetismus zunehmen oder auch sich umkehren können (vgl. §. 375). — Namentlich die Beobachtung des Glimmlichtes und des magnetischen Verhaltens der Entladung sind für das Studium der alternirenden Ströme bequem. 773

Abwechselnd gerichtete Ströme bei der Entladung im luftverdünnten Raum beobachtet man, wenn die Oberfläche der Elektroden in ver- 774

[1]) Robinson, Phil. Mag. [4.] T. XVII, p. 269. 1859.* — [2]) Paalzow, Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 567. 1861.* — [3]) Gassiot, Phil. Trans. 1858. pt. I, p. 14.

schiedener Art abgeändert wird. Eine solche Erscheinung ist von Gaugain [1]) aufgefunden worden. Er überzieht die eine kugelförmige Elektrode eines elektrischen Eies bis auf eine sehr kleine Stelle an der vorderen Seite mit einer isolirenden Schicht, z. B. von Wachs, und lässt die andere kugelförmige Elektrode unbedeckt. — Dient nun bei den Entladungen der Inductionsströme die überzogene Kugel als positive Elektrode für die Oeffnungsströme, so wächst die durch ein Galvanometer gemessene Intensität der Ströme mit wachsender Verdünnung der Luft. — Dient aber die nicht überzogene Kugel als positive Elektrode, so nimmt gleichfalls zuerst hierbei die Stromintensität zu, bei weiterer Abnahme des Luftdruckes nimmt sie aber allmälig bis zu Null ab, und endlich kehrt sich die Richtung der Ströme um. — Gaugain nennt deshalb ein so vorgerichtetes elektrisches Ei „Ventilei oder Oef soupape", da es bei einer gewissen Luftverdünnung die Inductionsströme nur in der Richtung von der bedeckten zur unbedeckten Kugel durchlassen soll.

Die richtige Erklärung dieser Erscheinung hat Riess [2]) gegeben, indem er zunächst die thermischen Erscheinungen des Entladungsschlages der Leydener Flasche mit derselben verglich. Er ersetzte das elektrische Ei durch einen 100^{mm} hohen und 40^{mm} weiten, beiderseits offenen Glascylinder, auf dessen eines Ende eine Messingplatte gekittet war, die im Inneren des Cylinders eine Messingröhre trug. In diese konnte man einen Drath schrauben, der in einer Messingkugel von 10^{mm} Durchmesser endete. — Das andere Ende des Glascylinders war mit einer Glasplatte bedeckt, in die in der Mitte ein $0{,}5^{mm}$ dicker Platindrath eingekittet war, welcher auf der dem inneren Raum des Cylinders zugekehrten Seite zugleich mit der Glasplatte abgeschliffen war. — Die Luft im Cylinder wurde durch einen an der Messingplatte befestigten Hahn bis auf 2 bis 3^{mm} Quecksilberdruck ausgepumpt. Es wurde nun durch den Apparat der Entladungsstrom einer Batterie von drei Leydener Flaschen geleitet und in den Schliessungskreis ein Luftthermometer eingefügt.

Ging der Strom der positiven Elektricität hierbei von der grösseren zur kleineren Elektrode, so erwärmte sich der Schliessungskreis viel mehr, als wenn der Strom die umgekehrte Richtung hatte. Bei zwei Abständen (22 und 67^{mm}) der Elektroden ergab sich z. B. das Verhältniss der Erwärmungen wie 168 : 100 und 140 : 100. Wird ein dünner langer Drath in den Schliessungskreis eingefügt, oder die Luft weniger verdünnt, so ist der Unterschied der Erwärmungen kleiner. — Das thermische Verhalten der Entladungsströme der Batterie ist gerade entgegengesetzt dem galvanometrischen Verhalten der Inductionsströme in dem beschriebenen Apparat, da die Ablenkung der Nadel des Galvanometers grösser ist, wenn die kleine Elektrode positiv ist, als im umgekehrten Fall, wo selbst die Ablenkung sich bei

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XL, p. 640. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 163;* Compt. rend. T. XLI, p. 152. 1855.* — [2]) Riess, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 177. 1855.*

einem gewissen Verhältniss der Grösse und des Abstandes der Elektroden umkehren kann.

Es ist bekannt, dass, wenn die Entladung einer Leydener Flasche zwischen zwei Körpern (z. B. einer Kugel und einer Spitze) unter Funkenerscheinung vor sich geht, dieselbe also discontinuirlich wird, der Schliessungskreis viel stärker erwärmt wird, als wenn die Entladung langsam unter der Erscheinung des Glimmlichtes stattfindet. Die letztere, glimmende Entladung wird bei einem gegebenen Abstand der Elektroden in die erstere verwandelt, wenn man die Dichtigkeit der Luft zwischen denselben vermehrt oder die Dichtigkeit der sich entladenden Elektricitäten steigert, und namentlich auch, wenn man die Grösse der negativen Elektrode vermindert. Deshalb tritt auch bei den vorliegenden Versuchen hierbei eine grössere Erwärmung des Schliessungskreises auf. Zugleich wird aber durch die discontinuirliche Entladung bei Verkleinerung der negativen Elektrode auch der ganze Luftraum zwischen den Elektroden leitender, und es geht nun ausser dem Oeffnungsstrom auch der Schliessungsstrom durch den luftverdünnten Raum. Die Einwirkungen beider Ströme auf die Galvanometernadel heben sich zum grössten Theil auf. Ist aber die kleinere Elektrode die positive, so ist dies nicht der Fall. — Schaltet man daher in beiden Fällen ein mit Jodkaliumkleister bestrichenes Papier zwischen zwei Platinspitzen in den Schliessungskreis des Inductionsstromes ein, so erscheint im ersten Fall meist unter beiden Elektroden ein Jodfleck; im zweiten Fall nur unter der als positive Elektrode dienenden Spitze. — Ebenso zeigt sich in beiden Fällen ein Unterschied in dem Lichtphänomen. Ist die kleinere Elektrode positiv, so ist dasselbe normal. Ein dunkler Raum trennt das blaue Glimmlicht an der negativen Elektrode von dem positiven röthlichen Licht. Ist die grössere Elektrode positiv, so zeigt sich kein dunkler Raum, und das röthliche positive Licht ist nicht mehr scharf begrenzt[1]).

Ein fernerer Grund für das Auftreten alternirender Ströme ist eine sehr grosse Verdünnung der Luft. Füllte Gassiot[2]) seine Röhren nach dem Vorschlage von Andrews mit Kohlensäure und brachte in dieselben ein Stück Kali, welches die Kohlensäure, namentlich beim Erhitzen, allmälig absorbirte, so zeigte sich nach einiger Zeit eine Schichtung des Lichtes, welche bald bei weiterer Absorption der Kohlensäure völlig aufhörte. Dann erschien an beiden Elektroden Glimmlicht, und ein in den Schliessungskreis eingeführtes Galvanometer zeigte keine Ablenkung. Das schwache Licht in der Röhre wurde durch die Einwirkung des Magnetes in zwei Theile getheilt. — Bei noch weiterer Absorption hörte dann die Leitung des Stromes durch die Röhre ganz auf (vergl. §. 752). 775

1) Vergl. auch Gaugain, Compt. rend. T. XLII, p. 17* und Riess, ibid. p. 299. 1856.* — 2) Gassiot, Phil. Trans. 1859. p. 147.*

Nach Robinson [1]) zeigen sich die alternirenden Entladungen auch, wenn die Elektroden sehr weit von einander entfernt sind, und können dann, wie §. 773 angegeben, durch einen rotirenden Spiegel nachgewiesen werden.

Endlich erscheinen sie bei gewissen Veränderungen des Widerstandes der Schliessung der inducirten Ströme, so z. B. wenn man in den Schliessungskreis eine Geissler'sche Röhre und ausserdem eine Röhre *A* einschaltet, in der zwei Platindräthe vermittelst einer Stopfbüchse in verschiedenen Abständen einander gegenübergestellt werden können [2]). Pumpt man die Luft in dieser Röhre bis zu einem gewissen Punkt aus, so entstehen bei einer gewissen Entfernung der Platindräthe nur einfache, bei einer weiteren Entfernung, wenn statt einfacher Funken büschelartige Funken zwischen denselben auftreten, alternirende Ströme, durch die sich beide Elektroden der Geissler'schen Röhre mit blauem Glimmlicht überziehen.

Ist bei constanter Entfernung der Platindräthe die Luft in der evacuirten Röhre *A* sehr verdünnt, so sind die Ströme einfach; beim Zulassen von Luft werden sie ebenfalls beim Eintreten der büschelartigen Entladung alternirend. Statt durch Einschalten der Röhre *A* kann man auch durch Einschalten einer 40000^m langen Inductionsspirale eines grossen Ruhmkorff'schen Apparates oder eines 1^m langen, 3^{mm} weiten, mit Wasser gefüllten Glasrohres alternirende Ströme erhalten. Wendet man statt des Wassers eine besser leitende Lösung von 0,25 Thln. schwefelsaures Kali in 100 Thln. Wasser an, so erhält man nur einfache Ströme.

Umgekehrt bemerkt man auch bei zu grosser Verringerung des Widerstandes der Schliessung alternirende Ströme, so z. B. bei Anwendung des grossen Inductionsapparates, in dessen Schliessungskreis die Geissler'sche Röhre und das Rohr *A* eingeschaltet ist, wenn die Luft in letzterem sehr stark verdünnt ist. Bei Entfernen der Elektroden in *A* werden die Ströme wieder einfach. — Sind die Platindräthe in der Röhre *A* oder die Elektroden der mit Wasser gefüllten Röhre so weit von einander entfernt, dass bei Anwendung eines Inductionsapparates mit einer sehr langen Inductionsrolle gerade noch einfache Ströme auftreten, so werden sie bei Anwendung eines kleineren Inductionsapparates alternirend, indem dann auch in der Röhre *A* die Entladung nicht mehr in einem hellen Funken, sondern büschelförmig vor sich geht. — Ebenso erhält man alternirende Ströme, wenn man die Röhre *A* so angeordnet hat, dass bei Anwendung eines kleinen Inductionsapparates die Ströme einfach sind, und man denselben nun durch einen grossen Apparat ersetzt. Bemerkenswerth ist, dass man in diesen Fällen schon bei einmaliger Oeffnung des Stromkreises der inducirenden Rolle, gleichviel ob sie schnell oder langsam erfolgt, alternirende Ströme erhält; so dass jedenfalls bei geringen Widerständen dieselben nicht allein auf einem Uebergang des Schliessungsstromes mit dem Oeffnungsstrom beruhen.

[1]) Robinson, Phil. Mag. [4.] T. XVII, p. 269. 1859.* — [2]) Magnus, Sitzungsber der Berl. Akad. 6. Juni 1861;* Pogg. Ann. Bd. CXIV, S. 299. 1862.*

Die hier betrachteten Erscheinungen stehen den bei der Entladung eines mit statischer Elektricität geladenen Leiters, z. B. einer Leydener Flasche, zuweilen auftretenden alternirenden Entladungen nahe, deren Möglichkeit zuerst Thomson [1]) nachgewiesen hat. (Vergl. das Ende des Schlusscapitels.) Bei den Inductionsapparaten möchte indess das Studium derselben durch die vielen Nebenumstände sehr erschwert werden, wie z. B. durch die inducirende Wirkung der einzelnen Windungen der Inductionsspirale aufeinander, die ungleich schnelle Oeffnung und Schliessung des inducirenden Kreises, die ungleiche Bindung der Elektricitäten an beiden Enden der Inductionsrolle durch die benachbarten Leiter, endlich bei Unterbrechung ihrer Schliessung durch eine Luftstrecke, durch die Ungleichheit der Elektricitätsmengen, welche sich vor der Durchbrechung derselben an den sie begrenzenden Elektroden unter verschiedenen Verhältnissen anhäufen u. s. w. In den zuletzt beschriebenen Fällen dürften die alternirenden Ströme auch durch eine Ladung der Elektroden der Röhre *A* bedingt sein, welche sich zum Theil rückwärts durch die übrige Leitung ausgleichen kann.

Ferner zeigen sich solche alternirende Ströme, wenn man die Enden 776
des Inductionsdrathes mit einem Condensator, z. B. den Belegungen einer Leydener Flasche, verbindet. Es gelingt hierbei nicht, die Flasche zu laden, da die Ladungen sich gleich wieder rückwärts durch den Inductionsdrath selbst ausgleichen. Dies geschieht sogar schon bei einmaliger Berührung der beiden Belegungen mit den Enden der Inductionsrolle, da diese Berührung stets länger dauert, als ein einzelner Inductionsstrom. Dass indess bei diesem Versuch doch eine schnell verschwindende Ladung stattfindet, beobachtet man, wenn man die Belegungen der Batterie (zwei Stanniolblätter) nur lose auf den zwischen ihnen befindlichen Isolator (eine Glasplatte) auflegt. Ein Vibriren derselben bei ihrer Verbindung mit den Enden des Inductionsdrathes zeigt dann die abwechselnde Ladung, bei welcher die Belegungen sich anziehen, und die darauf folgende Entladung an, bei der sie wieder in ihre Ruhelage zurückkehren. Ein elektrisches Ei, welches in den Kreis der Inductionsrolle eingeschaltet ist, zeigt in diesem Falle in Folge des abwechselnden Hindurchganges des Ladungs- und Entladungsstromes an beiden Elektroden das blaue Glimmlicht.

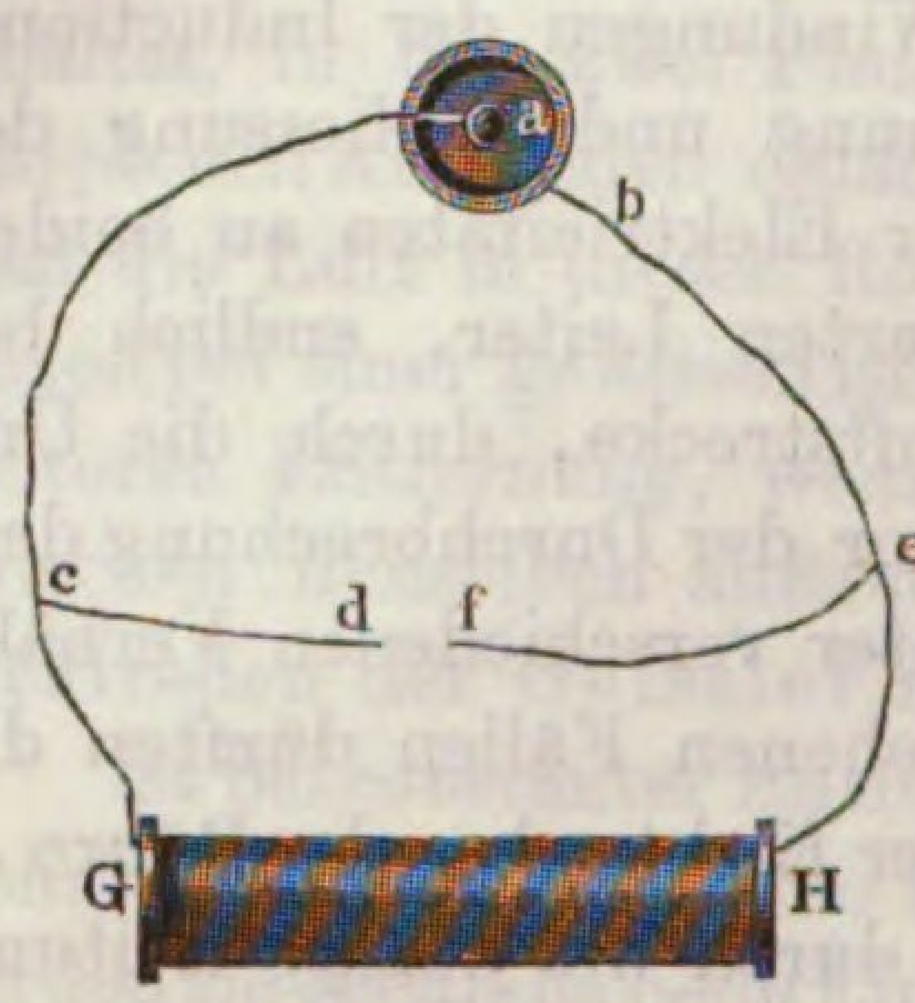
Verzweigt man den vom Ruhmkorff'schen Apparat zu den Belegungen der Batterie oder eines Condensators führenden Drath an einer Stelle in zwei parallele Zweige und schaltet, nach Gaugain (l. c.), in dieselben zwei Ventileier in entgegengesetzter Lage ein, so bedecken sich entsprechend die beiden freien Kugeln derselben mit Glimmlicht, indem durch das eine Ei die Batterie sich ladet, durch das andere Ei aber entladet.

Man kann diese abwechselnde Ladung und Entladung der Batterie auch

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. V, p. 393. 1853* Vgl. auch schon Helmholtz, Erhaltung der Kraft Bd. VII., 1847* und Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 514. 1851.*

gut zeigen, wenn man die Belegungen *a* und *b* derselben, Fig. 365, mit den Enden *G* und *H* der Inductionsrolle verbindet und von den Verbindungsdräthen zwei Dräthe *cd* und *ef* abzweigt, deren Spitzen *d* und *f* einander gegenüberstehen. Dann springen zwischen *d* und *f* starke Funken über, die um so kleiner werden, je länger *cd* und *ef* und je grösser ihr Widerstand ist, indem dann immer grössere Antheile der Ladung der Batterie durch die Inductionsrolle selbst sich ausgleichen. — Schaltet man statt der Batterie *ab* ein elektrisches Ei ein und verbindet *d* und *f* durch einen Drath von grossem Widerstand, so geht durch das Ei ein Theil des Oeffnungsstromes, durch den Drath *cdfe* der übrige Theil desselben und der Schliessungsstrom. Ein in die Zweige *ca* und *be* eingeschaltetes Galvanometer zeigt mithin nur eine einseitige, dem Oeffnungsstrom entsprechende, ein Galvanometer in *cdfe* eine schwächere, dem Schliessungsstrom entsprechende Ablenkung, ein Galvanometer in den Zweigen *Gc* und *He* die durch die wechselnde Stromesrichtung bedingte doppelsinnige Ablenkung [1]).

Fig. 365.



Die Funken, welche bei Einschaltung der Batterie *ab* zwischen *d* und *f* überspringen, sind viel heller, als die Funken bei der directen Gegenüberstellung der Elektroden der Inductionsrolle, dagegen erwärmen sie ein in sie hineingesenktes Thermometer viel weniger als letztere, auch entzündet sich in ihnen eine Wachskerze nicht, wie in jenen; offenbar weil hier ein viel grösserer Theil der entladenen Elektricitätsmenge die Luft mit leuchtender Entladung durchbricht, und die durch sie eingeleitete Entladung in der schwächer leuchtenden Hülle der Funken unbedeutender wird [2]). — Zugleich verschwindet der Temperaturunterschied an den beiden Elektroden der Unterbrechungsstelle mehr und mehr, einmal aus dem eben erwähnten Grunde, dann auch weil die Richtung der Ströme alternirt. Indess ist letztere Bedingung von dem Abstand *df* und dem Orte *c* und *e* der Ableitung der Dräthe *cd* und *ef* abhängig, da unter den verschiedenen Bedingungen zwischen *f* und *d* theils die Inductionsfunken direct, theils indirect die Entladungsfunken der Batterie überspringen können. Ist z. B. der Abstand *df* sehr klein, so springen nur directe Inductionsfunken über, welche die Elektroden ungleich erwärmen; bläst man aber kalte Luft durch die Unterbrechungsstelle, so treten die Entladungsfunken der Batterie an ihre Stelle. Wird die Luft an der Entladungsstelle verdünnt, so erhält man aus demselben Grunde Funken von den gewöhnlichen Eigenschaften der Inductionsfunken. Ist das Glas der Batterie sehr dick, wie z. B. wenn man sie aus

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 330. 1855.* — 2) Poggendorff, Monatsber. der Berl. Akad., 7. März 1861.*

mehreren Glastafeln bildet, von denen nur die beiden äussersten auf ihrer Aussenfläche belegt sind, so gehen ebenfalls mehr und mehr gewöhnliche Inductionsfunken zwischen *f* und *d* über. — Ist die Batterie sehr gross, so entstehen gar keine Funken; sie entladet sich stets wieder durch die Inductionsrolle selbst.

Will man die Batterie dauernd laden [1]), so muss man ihre eine (z. B. 777
äussere) Belegung mit dem einen Ende der Inductionsrolle direct verbinden, oder dieselben zur Erde ableiten, und der anderen Belegung (der mit der inneren Belegung verbundenen Kugel) das andere Ende der Inductionsrolle bis auf einige Entfernung nähern. Da nur der Oeffnungsstrom in der Inductionsrolle in so kurzer Zeit sich entwickelt, dass die Spannung der Elektricitäten an den Enden derselben bedeutend genug ist, den mit Luft erfüllten Zwischenraum zwischen dem Ende der Inductionsrolle und der Kugel an der inneren Belegung der Batterie unter Funkenbildung zu durchbrechen, so ladet sich die letztere mit der Elektricität, welche jenem Ende durch den Oeffnungsstrom ertheilt wird. Ist dabei der Abstand des Endes und der Belegung zu klein, so kann sich die Batterie leicht durch die Inductionsrolle selbst wieder entladen.

Bei fortgesetzter Thätigkeit des Apparates wiederholen sich diese Entladungen, und man erhält durch dieselben hellere, aber weniger zahlreiche Funken, als wenn man die Enden der Inductionsrolle direct einander gegenübergestellt hätte. Je grösser die elektromotorische Kraft des Inductionsstromes, also bei dem gleichen Apparat die elektromotorische Kraft der ihn erregenden Säule ist, desto grösser muss die Batterie sein, um diese scheinbare Verstärkung der Wirkung hervorzubringen [2]). Bei grösserem Abstand des Endes des Inductionsdrathes von den Kugeln der Batterie finden die Entladungen durch ersteren nicht statt, da dann die Elektricitäten wohl zum Theil über die nicht belegten Stellen der Batterie selbst sich ausgleichen.

Um bedeutende Ladungen der Batterie zu erhalten, muss die Verstärkungszahl derselben möglichst gross sein, damit die Dichtigkeit der Elektricität an der dem Ende der Inductionsrolle gegenüberstehenden Kugel bei gleichen in die Batterie hineingeführten Elektricitätsmengen möglichst klein werde. Batterieen mit recht dünnem Glase sind also hierzu besonders geeignet. Koosen verwendet deshalb dünne, innen mit Amalgam belegte Glaskugeln, wie sie zu Zierrathen häufig gefertigt werden, überzieht sie aussen mit Blattgold und versieht sie innen mit einem Zuleitungsdrath.

Dass man auch Cascadenbatterien u. s. w. durch den Inductionssppa-rat laden kann, ist eine unmittelbare Folge dieser Ergebnisse.

Nähert man dem einen Ende der an beiden Seiten isolirten Inductionsspirale einen zur Erde abgeleiteten Drath und lässt auf diesen Fun-

[1]) Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 353. 1855;* Koosen, Pogg. Ann. Bd. XCVII, S. 212. 1856.* — [2]) Grove, Phil. Mag. [4.] T. IX, p. 1. 1855.*

ken überspringen, so ladet sich natürlich die Spirale selbst in ihrer ganzen Länge mit der Elektricität, welche das dem Ableitungsdrath entgegengesetzte Ende der Spirale durch den Oeffnungsinductionsstrom erhalten hätte.

778 Verbindet man die Enden der Inductionsrolle mit zwei ungleich grossen Metallplatten, welche man auf beide Seiten einer einfachen Glasplatte oder mehrerer zusammengelegter Platten legt, so breiten sich von der kleineren Platte strahlenförmig kleine knisternde Funken nach allen Seiten hin aus und bilden eine Aureole von Licht [1]). — Bei gleich grossen Platten, die einander genau gegenüberstehen, bemerkt man keine Aureole, wohl aber unter ihnen eine grosse Menge kleiner Fünkchen, die zwischen ihnen und dem Glase circuliren. Solchen Uebergang von Funken zu der Glasplatte bemerkt man auch, wenn die Metallplatten nur in einigem Abstand von ihr parallel in solcher Entfernung von einander angebracht werden, dass ohne die Glasplatte Funkenentladungen zwischen ihnen nicht stattfinden. Zwischen mehreren Glasplatten, z. B. zweien, deren äussere Flächen mit Stanniolblättern belegt sind, springen hierbei beständig Funken über, durch welche ein zwischen die Platten gelegtes Jodkaliumpapier beiderseits gebräunt wird. Stellt man einer Metallplatte eine Metallspitze in solcher Entfernung gegenüber, dass bei der Verbindung beider mit den Enden der Inductionsrolle die Spitze nur schwach leuchtet, so tritt dieses Leuchten deutlicher hervor, wenn eine Glasplatte zwischen beide geschoben wird, und verwandelt sich bei weiterer Annäherung der Spitze an die Glasplatte in einen Funkenstrom, der sich in einer, den positiven Lichtenberg'schen Figuren ähnlichen Verästelung auf dem Glase ausbreitet. Letzteres scheint also hier von den Entladungen durchdrungen zu werden.

779 Ferner erhält man alternirende Ströme in einer Geissler'schen Röhre, wenn dieselbe gewissermaassen selbst als Condensator dient. Verbindet man z. B. nur ihre eine Elektrode mit dem einen Ende der Inductionsrolle und umgiebt sie mit einem Stanniolblatt, welches mit dem anderen Ende der Rolle oder auch, ebenso wie dieses, mit der Erde verbunden ist, so werden die Schichtungen des elektrischen Lichtes sehr complicirt, indem sich die innere Seite des Geissler'schen Rohres und das sie umgebende Stanniolblatt wie die Belegungen einer Leydener Flasche verhalten, die sich abwechselnd durch die Inductionsrolle laden und entladen. Isolirt man das Stanniolblatt und den nicht mit der einen Elektrode des Geissler'schen Rohres verbundenen Pol der Inductionsrolle, so sind die Erscheinungen wenig deutlich [2]).

Ganz ähnliche Erscheinungen ergeben sich, wenn auf das Rohr zwei Ringe von Stanniol an zwei Stellen aufgeschoben, und diese mit den Polen der Inductionsrolle verbunden werden. Dieselben laden sich hierbei

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCIV, S. 322. 1855.* — [2]) Quet und Seguin, Compt. rend. T. XLVII, p. 964. 1858.*

abwechselnd mit entgegengesetzten Elektricitäten. Im Inneren des Rohres wird durch Influenz die Elektricität unter jenen Stanniolblättern vertheilt, und zwischen den betreffenden Stellen circuliren abwechselnd gerichtete Ströme, welche durch den Magnet nach den entgegengesetzten Seiten des axial über seine Pole gelegten Rohres getrieben werden. Dabei liegen die beiden Hälften jedes Stromes in der Horizontalebene auf entgegengesetzten Seiten des Rohres. In der Mitte laufen die positiven Ströme in zwei getrennte Spitzen aus, die sich nach unten herabsenken, und zu denen Licht von den scheinbar continuirlich verbundenen negativen Strömen überfluthet, so dass zwischen den Spitzen und denselben ein durch einen Kreisbogen begränzter dunkler Raum liegt (Fig. 366). — Wird die Röhre in äquatorialer Lage zwischen die Magnetpole gelegt, so geht der eine Strom auf die untere, der andere auf die obere Seite des Rohres [1]). — Wird die Röhre um 45° geneigt gegen die axiale Richtung dicht über die Halbanker gebracht, so trennen sich gleichfalls die Ströme. Durch die entgegengesetzte Wirkung beider Pole liegen die, jedem einzelnen dieser Ströme angehörigen Lichtlinien von der Mitte zwischen den Halbankern aus auf entgegengesetzten Seiten des Rohres und sind dann an letzterer Stelle durch eine Spirale verbunden (Fig. 366a). — Diese Erscheinungen zeigen sich auch schon, wenn nur die eine der beiden Stanniolbelegungen mit dem einen

Fig. 366.

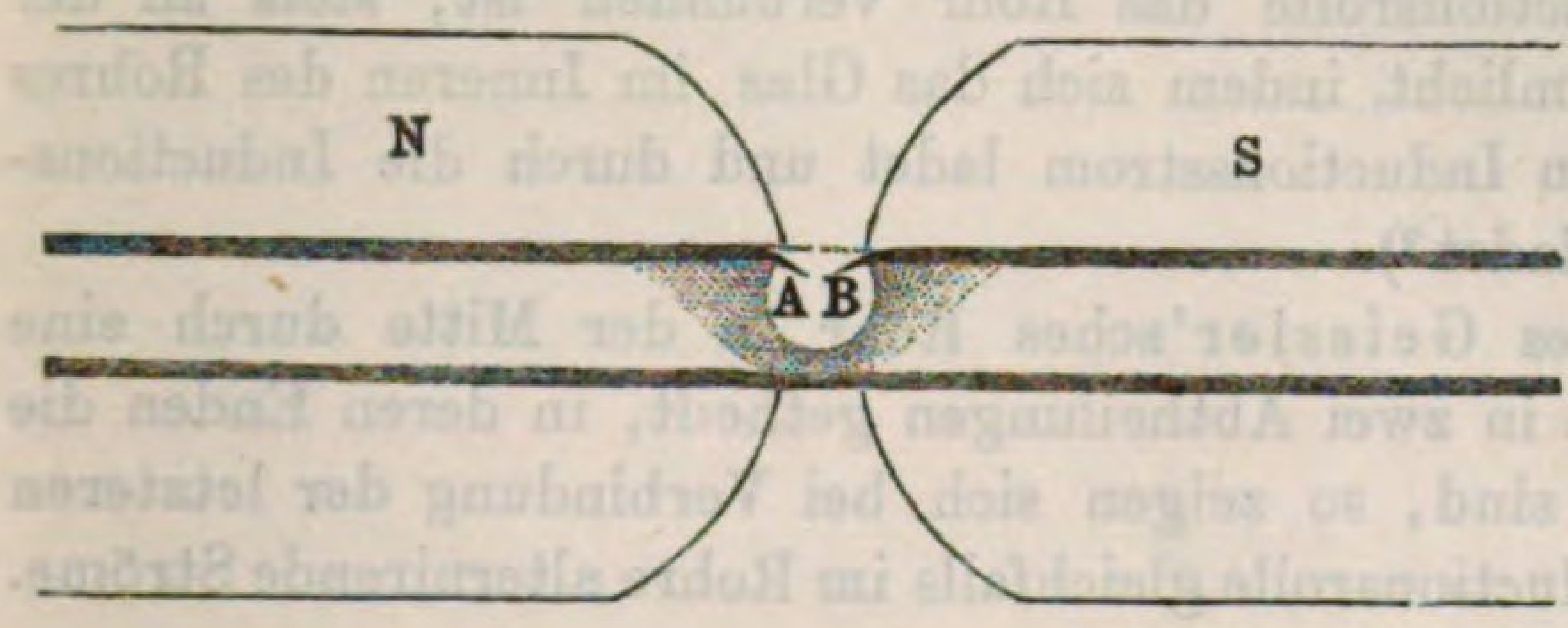
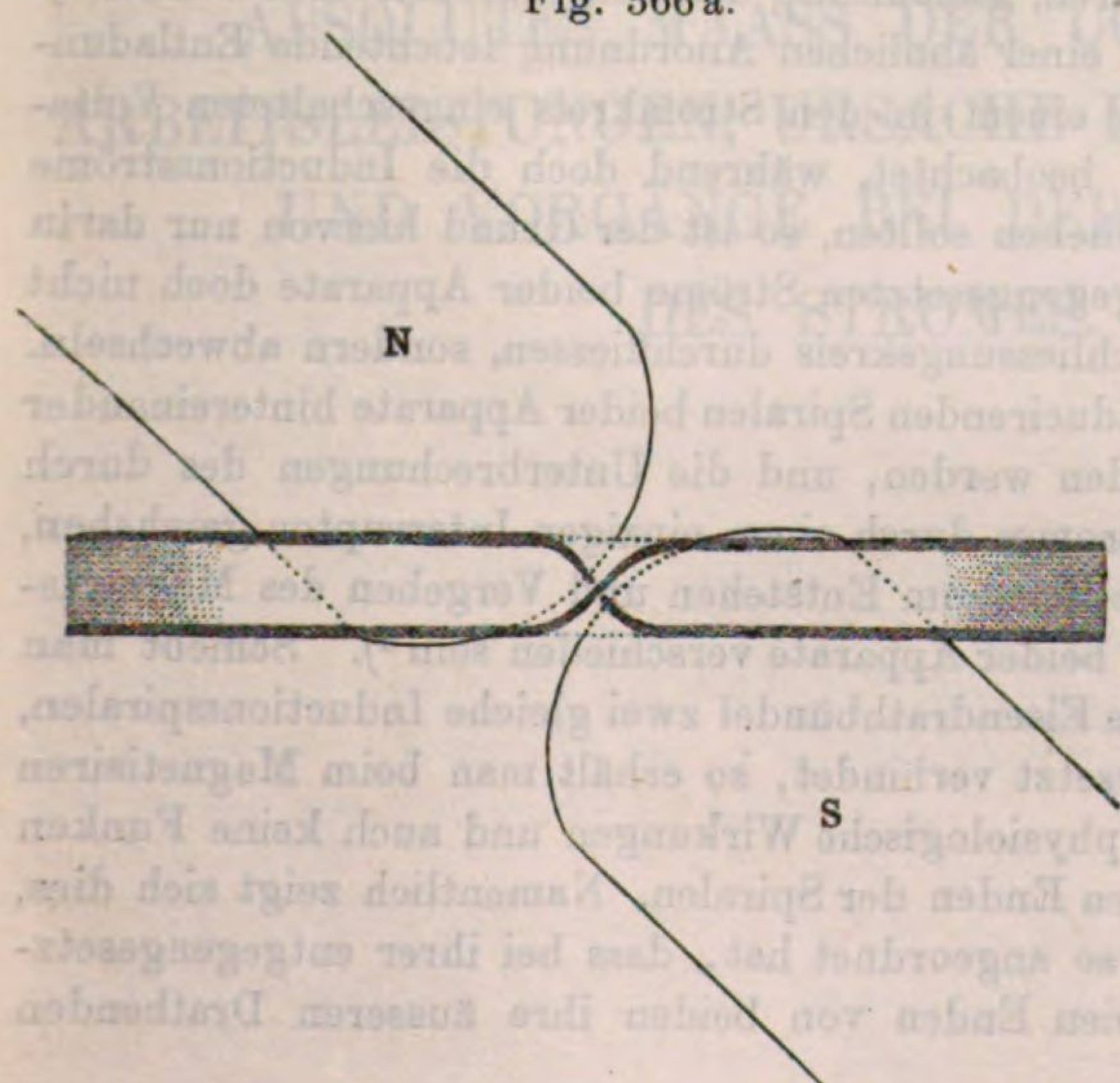


Fig. 366a.



1) Gassiot, Phil. Trans. 1858. pt. I, p. 14.*

Ende der Inductionsspirale verbunden wird, das andere Ende derselben, wie die andere Belegung, isolirt bleibt [1]).

Bringt man in einem kurzen Geissler'schen Rohr nur eine Elektrode an, die man mit dem einen Ende der Inductionsrolle verbindet, während das andere Ende zur Erde abgeleitet ist, so zeigt sich, gleichviel mit welchem Ende der Inductionsrolle das Rohr verbunden ist, stets an der Elektrode blaues Glimmlicht, indem sich das Glas im Inneren des Rohres abwechselnd durch den Inductionsstrom ladet und durch die Inductionsrolle selbst wieder entladet [2]).

Wird ein weiteres Geissler'sches Rohr in der Mitte durch eine Scheidewand von Glas in zwei Abtheilungen getheilt, in deren Enden die Elektroden eingesetzt sind, so zeigen sich bei Verbindung der letzteren mit den Enden der Inductionsrolle gleichfalls im Rohre alternirende Ströme.

780 Endlich erhält man auch noch alternirende Ströme in den Geissler'schen Röhren, wenn man jede ihrer Elektroden mit den beiden entgegengesetzten Polen zweier Ruhmkorff'scher Apparate verbindet.

Es würde indess durchaus ungerechtfertigt erscheinen, aus diesen und ähnlichen Versuchen zu schliessen, dass zwei entgegengesetzt gerichtete Ströme, ohne zu interferiren, gleichzeitig das Rohr durchströmen können [3]). — Wenn man auch bei einer ähnlichen Anordnung leuchtende Entladungen wahrnimmt und in einem in den Stromkreis eingeschalteten Voltameter Wasserzersetzung beobachtet, während doch die Inductionsströme beider Apparate sich aufheben sollten, so ist der Grund hiervon nur darin zu suchen, dass die entgegengesetzten Ströme beider Apparate doch nicht ganz gleichzeitig den Schliessungskreis durchfliessen, sondern abwechseln. Denn selbst wenn die inducirenden Spiralen beider Apparate hintereinander entgegengesetzt verbunden werden, und die Unterbrechungen des durch sie hindurchgeleiteten Stromes durch einen einzigen Interruptor geschehen, so kann immer noch die Zeit zum Entstehen und Vergehen des Magnetismus in den Eisenkernen beider Apparate verschieden sein [4]). Schiebt man auf ein einziges längeres Eisendrathbündel zwei gleiche Inductionsspiralen, welche man entgegengesetzt verbindet, so erhält man beim Magnetisiren des Drathbündels kaum physiologische Wirkungen und auch keine Funken an den nicht verbundenen Enden der Spiralen. Namentlich zeigt sich dies, wenn man die Spiralen so angeordnet hat, dass bei ihrer entgegengesetzten Verbindung die freien Enden von beiden ihre äusseren Drathenden sind [5]).

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 81. 1859.* — [2]) Magnus l. c. — [3]) Masson, Compt. rend. T. XXXVI, p. 255. 1853.* — [4]) Gaugain, Compt. rend. T. XL, p. 358. 1855;* vergl. auch Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 166. 1855.* — [5]) Die wichtigen Untersuchungen von Feddersen und Paalzow über die abwechselnd gerichteten und oscillatorischen Entladungen der Leydener Flasche, welche mit den oben angeführten, complicirteren Erscheinungen am Inductionsapparat in nahem Zusammenhange stehen, liegen ausser dem Bereiche dieses Werkes.

SCHLUSSCAPITEL.

ABSOLUTES MAASS DER CONSTANTEN, ARBEITSLEISTUNGEN, URSACHE DER ENTSTEHUNG UND VORGÄNGE BEI DER BILDUNG DES STROMES.

[illegible] der Inductionsrolle verbunden wird, das andere Ende derselben, wie die äussere Belegung, isolirt bleibt[1]).

Bringt man in einem kurzen Geissler'schen Rohr nur eine Elektrode an, die man mit dem einen Ende der Inductionsrolle verbindet, während das andere Ende zur Erde abgeleitet ist, so zeigt sich, gleichviel mit welchem Ende der Inductionsrolle das Rohr verbunden ist, stets an der Elektrode blaues Glimmlicht, indem sich das Glas im Inneren des Rohres abwechselnd durch den Inductionsstrom ladet und durch die Inductionsrolle selbst wieder entladet[2]).

Wird ein weiteres Geissler'sches Rohr in der Mitte durch eine Scheidewand von Glas in zwei Abtheilungen getheilt, in deren Enden die Elektroden eingesetzt sind, so zeigen sich bei Verbindung der letzteren mit den Enden der Inductionsrolle gleichfalls im Rohre alternirende Ströme.

780 Endlich [illegible] in den Geissler'schen Röhren, wenn man jede ihrer Elektroden mit den beiden entgegengesetzten Polen zweier Ruhmkorff'scher Apparate verbindet.

Es würde indess durchaus ungerechtfertigt erscheinen, aus diesen und ähnlichen Versuchen zu schliessen, dass zwei entgegengesetzt gerichtete Ströme [illegible] gleichzeitig das Rohr durchströmen können[3]). — Wenn man auch bei einer ähnlichen Anordnung [illegible] Entladungen [illegible] Wärmeerzeugung beobachtet, während doch die Inductionsströme [illegible] nur darin zu suchen, dass die entgegengesetzten Ströme beider Apparate doch nicht ganz gleichzeitig den Schliessungskreis durchfliessen, sondern alterniren. Denn selbst wenn die inducirenden Spiralen beider Apparate hintereinander entgegengesetzt verbunden werden, und die Unterbrechungen des durch sie hindurchgeleiteten Stromes durch einen einzigen Interruptor geschehen, so kann immer noch die Zeit zum Entstehen und Vergehen des Magnetismus in den Eisenkernen beider Apparate verschieden sein[4]). Schiebt man auf ein einziges längeres Eisendrahtbündel zwei gleiche Inductionsspiralen, welche man entgegengesetzt verbindet, so erhält man beim Magnetisiren des Drahtbündels keine physiologische Wirkungen und auch keine Funken an den nicht verbundenen Enden der Spiralen. Namentlich zeigt sich dies, wenn man die Spiralen so angeordnet hat, dass bei ihrer entgegengesetzten Verbindung die freien Enden von beiden ihre äusseren Drahtenden sind[5]).

1) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CVII, S. 81. 1859.* — 2) Magnus l. c. — 3) Masson, Compt. rend. T. XXXVI, p. 259. 1853.* — 4) Gaugain, Compt. rend. T. XL, p. 303. 1855.* vergl. auch Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XCV, S. 173. 1855.* — 5) Die wichtigen Untersuchungen von Feddersen und Paalzow über [illegible] Entladungen der Leydener Flasche, welche [illegible] Erscheinungen an Inductionsapparaten [illegible] liegen ausser dem Bereiche dieses Werkes.

Erstes Capitel.

Zurückführung der Constanten des Stromes auf absolutes Maass.

Das Ohm'sche Gesetz giebt die Beziehung zwischen der Intensität I 781
eines galvanischen Stromes, der ihn erregenden elektromotorischen Kraft E und dem Widerstand W seines Schliessungskreises

$$I = \frac{E}{W}.$$

Wir können das Grundmaass zweier dieser drei Grössen beliebig wählen; dann ist das Grundmaass der dritten Grösse dadurch unmittelbar gegeben, wenn wir noch feststellen, dass die Intensität desjenigen Stromes gleich Eins ist, dessen elektromotorische Kraft und Widerstand gleich Eins sind.

Wir können nun die verschiedenen Wirkungen des Stromes zur Feststellung der Einheiten der elektromotorischen Kraft und Intensität benutzen, aus diesen die Einheit des Widerstandes ableiten und mit den so gefundenen Einheiten die willkürlichen Maasseinheiten vergleichen, welche wir bisher angewendet haben.

Wir haben §. 220 u. flgde. angeführt, wie die durch elektromagnetische 782
Apparate gemessenen Intensitäten der galvanischen Ströme auf ein gemeinsames elektromagnetisches Maass reducirt werden können. Als elektromagnetische Einheit der Intensität haben wir in §. 220 nach diesem Maass die Intensität des Stromes bezeichnet, welcher, um die Flächeneinheit kreisend, auf einen Magnetpol so wirkt, wie ein unendlich kleiner Magnet vom Moment Eins.

Das absolute Maass der elektromotorischen Kraft können wir ebenfalls aus den Inductionswirkungen von Magneten auf einen Leiter ableiten und erhalten so ein elektromagnetisches Maass derselben. Die

elektromagnetische Einheit der elektromotorischen Kräfte ist dann diejenige, welche von der Einheit der magnetischen Kräfte in einem geschlossenen Kreise inducirt wird, wenn derselbe sich so dreht, dass seine Projection auf eine gegen die Richtung der magnetischen Kräfte verticale Ebene sich in der Zeiteinheit um die Flächeneinheit verändert.

Als elektromagnetische Einheit des Widerstandes würden wir endlich den Widerstand eines Schliessungskreises hinstellen, in welchem die definirte Einheit der elektromotorischen Kraft einen Strom erzeugt, dessen Intensität in elektromagnetischem Maass ebenfalls gleich Eins ist [1]).

Es ist ersichtlich, dass diese Definitionen zugleich die Bestimmung in sich schliessen, dass die Inductionsconstante gleich Eins ist. In der That können wir für dieselbe, wie wir schon §. 628 erwähnt haben, je nach der Bestimmung des Maasses der Constanten des Stromes verschiedene Werthe annehmen.

Nach den Angaben des §. 222 hat es keine Schwierigkeit, vermittelst der Tangentenboussole die Intensität eines Stromes in absolutem elektromagnetischem Maasse zu bestimmen. Besitzen wir daher irgend einen Drath, dessen Widerstand gleichfalls in elektromagnetischem Maasse gemessen ist, so kann man nach den Thl. I, §. 88 u. flgde. angegebenen Methoden die verschiedenen, in einem einfachen, einen beliebigen Elektromotor enthaltenden Schliessungskreis eingefügten Widerstände mit diesem vergleichen, und dann durch Division der Intensität des Stromes durch den gesammten Widerstand auch die elektromotorische Kraft des Elektromotors in absolutem elektromagnetischen Maasse bestimmen.

Zu diesem Zweck hat Weber (l. c.) den absoluten elektromagnetischen Widerstand einiger Dräthe möglichst genau gemessen. Er bediente sich dazu namentlich zweier Methoden.

783 Auf einen sechseckigen Rahmen wurde ein Drath von etwa 16553 Grm. Gewicht gewickelt, der in 145 Umwindungen einen Flächenraum von 104924000 □^{mm} umschloss. Dieser Rahmen wurde auf ein Gestell vermittelst zweier in der Verticallinie befindlicher Zapfen aufgelegt, so dass er sich um die Zapfen drehen konnte. Der eine derselben war durchbohrt, und durch ihn wurden die Enden der Drathwindungen mit einem Multiplicator verbunden. Derselbe bestand aus einer cylindrischen hölzernen Rolle von 303,51^{mm} äusserem Halbmesser, auf welche 28 Lagen von übersponnenem Drath von je 66 bis 68 (zusammen 1854) Windungen gewickelt waren. Der auf der Richtung der Windungen verticale rechteckige Querschnitt derselben war 70,9^{mm} breit und 202^{mm} lang.

In dem Multiplicator, dessen Ebene mit der des Meridianes zusammenfiel, schwebte an Coconfäden ein Messingbügel, der einen cylindrischen Stahlmagnet von 60^{mm} Länge und 6,2^{mm} Durchmesser trug. Seine Schwingungen wurden durch einen an ihm befestigten Spiegel mittelst der Spie-

[1]) Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Theil II.

gelablesung bestimmt, und dabei seine Schwingungsdauer durch angehängte Messinggewichte vermehrt.

Die Messungen geschahen mittelst der sogenannten Zurückwerfungsmethode[1]. Der Rahmen wurde so gestellt, dass seine Ebene mit dem magnetischen Meridian zusammenfiel, und dann um 90° gedreht, und die erste nach einer halben Schwingung erfolgende positive Elongation (I) des Magnetes im Multiplicator, so wie die nach $1^1/_2$ Schwingungen erfolgende negative Elongation (II) beobachtet. Als nun die Nadel beim Rückgang (nach 2 Schwingungen) durch die Nulllage passirte, wurde der Inductorrahmen um 180° rückwärts gedreht. Dadurch erhielt die Nadel einen ihrer Bewegung entgegengesetzt gerichteten Stoss und ging auf die negative Seite. Wiederum wurde die darauf folgende erste negative (III) und positive (IV) Elongation beobachtet, und nun beim Rückgang der Nadel auf Null durch eine Vorwärtsdrehung des Inductors die Nadel wieder auf die positive Seite geworfen u. s. f. Es wurde nun die Grösse der jedesmaligen Schwingungsbogen zwischen den positiven und negativen Elongationen nach jedem Inductionsstoss bestimmt.

Es correspondiren hier untereinander die Beobachtungen I, V, IX, sowie II, VI, X, oder III, VII, XI, und IV, VIII, XII vollständig. Die Mittelwerthe jeder dieser Reihen werden bald constant.

Sind die Differenzen der Beobachtungswerthe der ersten und dritten Reihe gleich β, die der zweiten und vierten α, so ist das logarithmische Decrement

$$\lambda = log\, nat\, \frac{\alpha}{\beta},$$

und die Geschwindigkeit, welche die Nadel durch jeden momentanen Stoss (ausser dem ersten) erhält, welche also der Intensität desselben entspricht:

$$c = \frac{\pi}{2\,T}\,\frac{\alpha^2 + \beta^2}{\sqrt{\alpha\beta}}\,e^{-\frac{\lambda}{\pi}\, arc\, tg\, \frac{\lambda}{\pi}}$$

wo T die Schwingungsdauer der Nadel ist.

Ist die Dämpfung klein, so sind α und β wenig von einander verschieden, und es ist mit immer geringerer Genauigkeit[2]).

$$c = \frac{\pi}{2\,T}\,\frac{\alpha^2 + \beta^2}{\sqrt{\alpha\beta}} \text{ oder } c = \frac{\pi}{2\,T}(\alpha + \beta) \quad \ldots\ldots\ldots (1)$$

Schwebt die Nadel in der Mitte eines Multiplicatorrahmens von pa-

1) Vgl. Resultate des magnetischen Vereins 1838. S. 98.

2) Rechnet man die Zeit der Schwingungen der Nadel von ihrer Ruhelage ($x = 0$) an, so ist der Stand der Nadel zur Zeit t gegeben durch die Formel (§. 170, 9):

$$x = A e^{-\frac{\lambda}{T} t}\, sin\, \frac{\pi}{T} t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

Da für die erste positive und negative Elongation $\frac{dx}{dt} = 0$ ist, so treffen diese Elongationen ein in den Zeiten

rallelepipedischem Querschnitt und mit n kreisförmigen Drathwindungen, deren jede wie eine Windung vom Radius r auf die Nadel wirkt, so ist das durch einen Strom von der absoluten Intensität i derselben ertheilte Drehungsmoment $\varDelta = \frac{2n\pi}{r} iM$, wo M das magnetische Moment der Nadel ist[1]). Bezeichnet man ferner mit K das Trägheitsmoment der-

$t^I = \frac{T}{\pi} \, arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}$ und $t^{II} = T + \frac{T}{\pi} \, arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}$ ein (vergl. §. 170, 12).

Setzt man diese Werthe für t in Gleichung (1) ein, so sind die ersten beiden Elongationen (vergl. §. 185).

$$x^I = + \frac{A\pi e^{-\frac{\lambda}{\pi} arc\,tg \frac{\pi}{\lambda}}}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}}; \quad x^{II} = - \frac{A\pi e^{-\frac{\lambda}{\pi} arc\,tg \left(\frac{\pi}{\lambda}\right) - \lambda}}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} \quad \ldots (2)$$

Nach der Zeit $2\,T$, wenn die Nadel in der Ruhelage angekommen ist, hat sie die Geschwindigkeit $\frac{dx}{dt} = \frac{\pi}{T} A e^{-2\lambda}$. Hierzu erhält sie durch den Inductionsstoss die Geschwindigkeit $-c$. Während der folgenden zwei Schwingungen ist daher

$$x = \left(Ae^{-2\lambda} - \frac{T}{\pi} c\right) e^{-\frac{\lambda}{T}(t-2T)} \sin \frac{\pi}{T} t. \quad \ldots \ldots (3)$$

Berechnet man wieder die beiden folgenden Elongationen wie oben, so werden diese

$$x^{III} = \frac{Ae^{-2\lambda} - \frac{T}{\pi} c}{A} x^I; \quad x^{IV} = \frac{Ae^{-2\lambda} - \frac{T}{\pi} c}{A} x^{II} \quad \ldots (4)$$

Zur Zeit $t = 4\,T$ erhält die Nadel wieder einen Stoss $+c$, so dass sie dadurch die frühere Geschwindigkeit annimmt, welche für $t = 0$ gleich $\frac{\pi}{T} A$ war. Berechnet man die Geschwindigkeit für $t = 4\,T$ aus der Gleichung (3) und addirt c, so findet man, wenn man das Resultat jenem Werth gleich setzt, $c = \frac{\pi}{T} A \left(1 + e^{-2\lambda}\right)$ d. i. beim Einsetzen in (4) $x^{III} = -x^I$ und $x^{IV} = -x^{II}$. Bildet man nun die Ausdrücke $\alpha = x^I - x^{III} = 2\,x^I$ und $\beta = x^{IV} - x^{II} = -2\,x^{II}$ nach den Gleichungen (2), so erhält man unter Berücksichtigung der Gleichung $\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{\pi}{T_0^2} - \frac{\lambda^2}{T^2}$ (§. 169. 7.), wo T_0 die Schwingungsdauer der Nadel ohne Dämpfung ist, die Werthe im Text.

1. Nach §. 147 (S. 165. Z. 1) ist das Drehungsmoment, welches eine lineare kreisförmige, vom Strom i durchflossene Windung des Multiplicators, deren Radius b ist, auf die Nadel desselben ausübt, deren Mittelpunkt von der Ebene der Windung um die Länge e absteht, deren Länge $2\,l$ ist, wenn die Ablenkung α der Nadel aus ihrer der Ebene der Windung parallelen Ruhelage klein ist, also $5 \sin^2 \alpha$ gegen 1 zu vernachlässigen und $\cos \alpha = 1$ zu setzen ist:

$$D = \frac{4\,\pi i \mu b^2 l}{(e^2 + b^2)^{3/2}} \left(1 + l^2 \, \frac{3\,(b^2 - 4\,e^2)}{4\,(e^2 + b^2)^2}\right)$$

Liegt die Nadel in der Mitte der Windungen des Multiplicators, welche sich auf beiden Seiten derselben bis zu den Oeffnungen auf die Länge $\pm e_0$ von ihr erstrecken und einen Ring von rechteckigem Querschnitt bilden, dessen innerer und äusserer Radius b_0 und b^I ist, so erhält man das Drehungsmoment $\varDelta$, welches alle Windungen auf die Nadel ausüben, durch Integration von D innerhalb der Grenzen $\pm e_0$ für e und b_0 und b_1 für b.

selben, so ist die ihr durch den Inductionsstoss von der Intensität i ertheilte Geschwindigkeit

$$c = \frac{\Delta}{K}, \text{ also } i = \frac{cKr}{2n\pi M} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

In dieser Formel kann man noch den Werth K eliminiren. Ist die horizontale Componente des Erdmagnetismus P, also die durch dieselbe auf die Nadel ausgeübte Directionskraft MP, ist ferner die durch die Torsion des sie tragenden Fadens auf sie wirkende Directionskraft ϑMP, die Schwingungsdauer der Nadel T, so ist nach §. 156, 1 und §. 167. $(1 + \vartheta)\, MP \, . \, T^2 = \pi^2 K$. Wird in die Formel (2) aus Gleichung (1) der Werth c eingeführt, und dann K mittelst der letzten Gleichung eliminirt, so ist

$$i = \frac{(1 + \vartheta)\, PrT}{2n\pi^2} (\alpha + \beta) \cdot$$

Durch experimentelle Bestimmung der Grössen $\alpha + \beta, P, T, \vartheta$ und Berechnung von r aus den Dimensionen des Multiplicators konnte aus dieser Formel die Intensität des durch Drehung des Inductors erzeugten Stromes in absolutem Maasse bestimmt werden.

Ist der von den Windungen des Inductors umschriebene Flächenraum F, die horizontale Componente an dem Ort der Aufstellung desselben P_I, so ist die bei seiner Drehung um 180° erzeugte elektromotorische Kraft in absolutem elektromagnetischem Maass gleich $E = 2 P_I F$; also der Widerstand des Schliessungskreises in absolutem elektromagnetischem Maass

$$W = \frac{E}{i} = \frac{4 n \pi^2 F P_I}{(\alpha + \beta)(1 + \vartheta) r T P} \cdot$$

Nach dieser Formel fand z. B. Weber den absoluten Widerstand seines Schliessungskreises $2166{,}10^8 \dfrac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$. — Würde eine andere Längeneinheit, die v mal so gross wäre, als das dem absoluten Maass des Erdmagnetismus zu Grunde gelegte Millimeter, und eine Zeiteinheit für die Messungen gewählt, welche τ mal so gross wäre, als die Secunde, so

Wird der Werth Δ mit dem Querschnitt des Drathringes $2\,(b_1 - b_0)\, e_0$ dividirt, so erhält man das mittlere Drehungsmoment, welches eine Windung ausübt, und wird dies mit der Zahl n der Windungen multiplicirt, so erhält man wiederum das Drehungsmoment Δ. Setzt man noch das Moment der Nadel $2\,\mu\, l = M$, so ist

$$\Delta = 2n\pi i M \left\{ \frac{1}{b_I - b_0} \left[\log \frac{b_1 + \sqrt{b_1^2 + e_0^2}}{b_0 + \sqrt{b_0^2 + e_0^2}} + \frac{1}{4} \left(\frac{b_1^3}{(b_1^2 + e_0^2)^{3/2}} - \frac{b_0^3}{(b_0^2 + e_0^2)^{3/2}} \right) \frac{l^2}{e_0^2} \right] \right\} .$$

Bezeichnet man den in den Klammern stehenden Ausdruck mit $\frac{1}{r}$ so ist

$$\Delta = \frac{2n\pi}{r} iM.$$

Der Strom im ganzen Multiplicatorrahmen wirkt also, wie wenn er nmal eine einzige Windung desselben vom Radius r durchflösse, in deren Ebene der Mittelpunkt der Nadel läge, deren Länge überdies gegen den Radius der Windungen klein wäre. r ist dann der reducirte Radius des Multiplicators.

Aus der Vergleichung der Formel für Δ mit den Formeln des §. 222 ergiebt sich ohne Weiteres, dass die Intensität i in derselben in absolutem elektromagnetischem Maass gemessen ist, wenn dasselbe für M gilt.

würden an Stelle von $\frac{F}{r}$ und T in die Formel für W resp. v und τmal kleinere Werthe treten. Der in dem neuen Maass gemessene Widerstand wäre also $W = W \frac{\tau}{v}$.

784 Bei einer zweiten Versuchsreihe bestimmte Weber nur das Decrement der Schwingungen der Magnetnadel des bei den vorigen Versuchen verwendeten Multiplicators, einmal während er offen, dann während sein Drath in sich geschlossen war. — Nach §. 783 Anm. ist das Drehungsmoment, welches der Multiplicator auf die in ihm schwingende Nadel ausübt, wenn durch ihn ein Strom von der Intensität Eins fliesst, unter Beibehaltung der dortigen Bezeichnungen $\varDelta = \frac{2n\pi}{r} M$, wo also der Multiplicator durch n Windungen vom Radius r ersetzt ist. Bezeichnen wir die Länge des Magnetes mit $2l$, sein Fluidum an den Polen mit $\pm m$, so ist die von jedem Pol desselben auf den Multiplicator ausgeübte, auf der Ebene der Windungen verticale Kraft gleich $\frac{\varDelta}{2l} = \frac{2n\pi}{r} m$. Wird nun der Magnet in sehr kleine Schwingungen versetzt, so dass sich während derselben jene Kraft nicht ändert, und der Multiplicator in sich geschlossen, so inducirt hierbei jeder Magnetpol in demselben die gleiche elektromotorische Kraft, wie wenn der Magnet ruhte, der Multiplicator aber mit der entgegengesetzten Geschwindigkeit sich gegen den Magnetpol hinbewegte. Ist die Drehungsgeschwindigkeit Eins, also die Geschwindigkeit der Magnetpole l, so ist dann die durch die Bewegung beider Pole inducirte elektromotorische Kraft $E = 2 \cdot \frac{2n\pi}{r} m \cdot l = \frac{2n\pi M}{r}$.

Ist die Intensität des durch diese elektromotorische Kraft erzeugten Stromes im Multiplicator in absolutem elektromagnetischem Maasse gleich i, also die Intensität des Stromes bei der Drehungsgeschwindigkeit $\frac{d\varphi}{dt}$ gleich $i\frac{d\varphi}{dt}$, so ist wiederum das von demselben auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment gleich $-\frac{2n\pi M}{r} i \frac{d\varphi}{dt}$. Das von dem Erdmagnetismus P und der Elasticität des die Nadel tragenden Fadens auf sie ausgeübte Drehungsmoment ist $-MP(1+\vartheta)\varphi$. Ist also K das Trägheitsmoment der Nadel, so ist die Bewegung derselben bestimmt durch die Gleichung:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + (1+\vartheta)\frac{MP}{K}\varphi + \frac{2n\pi}{r}\frac{Mi}{K}\frac{d\varphi}{dt} = 0,$$

also $\varphi = Ae^{-\frac{n\pi Mi}{Kr}t} \sin t \sqrt{(1+\vartheta)\frac{MP}{K} - \left(\frac{n\pi Mi}{Kr}\right)^2} \quad \ldots\ldots (1)$

Ist t_1 die Dauer der Schwingungen der Nadel, λ ihr logarithmisches Decrement, so folgt

$$t_1 = \pi\left[(1+\vartheta)\frac{MP}{K} - \left(\frac{n\pi Mi}{Kr}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}} \text{ und } \lambda = \frac{n\pi Mit_1}{Kr} \ . \ (2)$$

(vergl. §. 169), also
$$i = \frac{Kr}{n\pi Mt_1}\lambda.$$

Der Widerstand des Multiplicators in absolutem elektromagnetischem Maasse ergiebt sich daher

$$W = \frac{E}{i} = \left(\frac{n\pi M}{r}\right)^2 \frac{2t_1}{K\lambda} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

Entwickelt man aus den Gleichungen (2) den Werth

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{MP}\cdot\frac{\pi^2+\lambda^2}{(1+\vartheta)t_1^2},$$

und setzt ihn in W ein, so erhält man

$$W = \frac{2n^2\pi^2 M}{Pr^2}\cdot\frac{\pi^2+\lambda^2}{(1+\vartheta)\lambda t_1},$$

in welcher Formel sich alle Werthe bestimmen lassen. So fand Weber z. B. den Widerstand seines Multiplicators bei zwei Versuchsreihen, bei denen als Magnet einmal ein längerer Magnetstab und sodann ein kleiner, sehr starker natürlicher Magnet diente, gleich $1899 \, . \, 10^8 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden.}}$

Ein ganz ähnlicher Werth ($1903 \, . \, 10^8$) ergab sich, als durch die im folgenden Paragraphen zu beschreibende Methode die Widerstände des §. 783 beschriebenen Erdinductors und Multiplicators mit einander verglichen wurden, und dann das Resultat mit dem der ersten Beobachtungsreihe combinirt wurde.

Nachdem auf diese Weise der Widerstand w_a des Multiplicatordrathes a in absolutem elektromagnetischem Maass bestimmt ist, kann derselbe als Widerstandsetalon benutzt werden, oder es können auch mit demselben die Widerstände w_b anderer Dräthe b von beliebigen Dimensionen verglichen werden, welche als Widerstandsetalons dienen sollen. 785
Diese Vergleichung führt Weber aus, indem er durch ein Galvanometer (vgl. §. 181, Fig. 133) nach dem Princip der Zurückwerfungsmethode Inductionsströme leitete, welche durch einen Inductor (§. 703, Fig. 313) erzeugt waren, und nun zwischen die Verbindungsstellen des Inductors und Galvanometers die zu vergleichenden Dräthe erst einzeln (A und B), sodann (C und D) neben- und hintereinander einschaltete. Bezeichnen obige Buchstaben die jedesmal beobachteten Stromintensitäten, so ergiebt sich nach der Formel für die Stromverzweigung:

$$\frac{w_b}{w_a} = \frac{AB-AC}{AB-BC}, \quad \frac{w_b^2}{w_a^2} = \frac{AB-BD}{AB-AD}.$$

Diese Formeln ändern sich nicht, wenn in dem Galvanometer bei den Schwingungen seiner Nadel Inductionsströme entstehen.

786 Mit den elektromagnetischen Maassen der Constanten des Stromes müssen die übrigen empirischen Einheiten derselben verglichen werden. Wir betrachten zuerst die empirischen Einheiten des Widerstandes.

Als empirische Einheit des Widerstandes hatte man früher den Widerstand von Kupfer- oder besser von Silberdräthen von bestimmten Dimensionen (vgl. Thl. I, §. 86) aufgestellt. Derselbe ändert sich indess bedeutend je nach den Cohäsionszuständen des Metalles, so dass man selbst mit grosser Vorsicht kaum mit Sicherheit ohne Vergleich mit einem bestimmten Normaldrath dieselbe Einheit wieder herstellen konnte. — Um diesen Unannehmlichkeiten zu entgehen, hat Jacobi [1]) an verschiedene Physiker einen Widerstandsetalon geschickt, welcher als empirische Einheit dienen sollte. Derselbe besteht aus einem Kupferdrath von 22,4932^{gr} Gewicht, 7,61975^{m} Länge und 0,667^{mm} Durchmesser. Von diesem sind von Leyser in Leipzig Copieen genommen und versendet worden.

Den Widerstand dieses Etalons in absolutem elektromagnetischem Maasse hat W. Weber in der §. 785 angeführten Weise mit dem einiger anderer vorher untersuchter Dräthe verglichen. Er findet denselben gleich

$$598 \,.\, 10^7 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden.}}$$

Die verschiedenen Copieen des Jacobi'schen Etalons zeigen grosse Abweichungen von den ihnen zugeschriebenen Widerständen, was zum Theil durch die Veränderungen bedingt sein mag, welche dieselben nach wiederholtem Durchleiten des Stromes erfahren, zum Theil dadurch, dass die Vergleichungen nicht bei den gleichen Temperaturen angestellt wurden, und bei den verschiedenen, zu den Etalons und Copieen verwendeten Kupfersorten die Widerstände mit der Temperatur sich nicht gleichmässig ändern.

787 Als eine leichter wieder herzustellende, empirische Widerstandseinheit haben wir schon Thl. I, §. 68 den Widerstand einer Quecksilbersäule von bestimmten Dimensionen vorgeschlagen. Inzwischen haben auch Jacobi und namentlich Siemens diese Einheit eingeführt.

Siemens [2]) wählt den Widerstand einer Quecksilbersäule von 1 Meter Länge und 1 Quadratmillimeter Querschnitt bei 0° C. als Einheit. Der grosse Vorzug dieses Widerstandsmaasses ist seine geringe Veränderlichkeit bei höheren Temperaturen. Nach Siemens' Untersuchungen, bei denen er den Widerstand eines auf verschiedene Temperaturen erwärmten und mit Quecksilber gefüllten Schlangenrohres mit Hülfe der Wheatstone-schen Drathcombination mit dem einer geraden, mit Quecksilber gefüllten und auf 0° erhaltenen Röhre verglich, ändert sich der Widerstand von 0° bis 47°, nur im Verhältniss von $1 : 1 + 0{,}000985\, t$, wo t die Temperatur des Quecksilbers über 0° C. ist. Es ist nöthig, das Quecksilber vor dem

[1]) Jacobi, Compt. rend. T. XXXIII, p. 277. 1851.* — [2]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 1. 1860;* Bd. CXIII, S. 91. 1861.*

Gebrauch längere Zeit unter concentrirter Schwefelsäure bei Zusatz von einigen Tropfen Salpetersäure zu erwärmen; dann weicht der Widerstand desselben von dem des chemisch reinen Quecksilbers kaum ab. — Zur Darstellung von Widerstandsetalons füllt man das Quecksilber in gerade Glasröhren, welche entweder möglichst calibrisch sind, oder sich nach einer Seite verjüngen. Der Widerstand W des Quecksilbers in denselben berechnet sich nach den Angaben des §. 77 Thl. I, wenn man durch Bestimmung der Länge eines Quecksilbertropfens an beiden Enden des Rohres das Verhältniss a seiner Querschnitte daselbst, ferner durch Wägen des in ihm enthaltenen Quecksilbers seinen Rauminhalt V und endlich seine Länge l bestimmt hat. Es ist

$$W = \frac{l^2}{3V}\left(1 + \sqrt{a} + \frac{1}{\sqrt{a}}\right).$$

Man würde zweckmässig zwei verschieden lange, mit Quecksilber gefüllte Röhren zwischen zwei weiteren, mit Quecksilber gefüllten Gefässen einfügen, in diese amalgamirte Kupferelektroden einsetzen und nun die Differenz der Widerstände nehmen. Diese entspricht dann dem durch Berechnung zu findenden Unterschied des Widerstandes der beiden Quecksilbersäulen, mit dem man den Widerstand jeder einzelnen Quecksilbersäule direct vergleichen kann. — Da bei längerem Gebrauch leicht Kupfer von den Elektroden das Quecksilber verunreinigt, und sich dadurch sein Widerstand verringert, bei Anwendung von Platin- und Eisenelektroden aber nicht stets ein regelmässiger Contact hergestellt ist, so stellt man sich zweckmässig Widerstandsetalons aus Neusilberdrath her, deren Widerstand man mit dem der einen oder anderen Quecksilbersäule vergleicht. Der Widerstand dieser Etalons ändert sich ebenfalls mit der Temperaturerhöhung nur sehr wenig (bei einem Etalon von Siemens, dessen Widerstand in dem neuen Maasse 3,22 betrug, bei Erwärmung um 1° C. nur um 0,000272).

Berechnet man nach der von Siemens angestellten Vergleichung des Widerstandes von sechs verschiedenen, mit Quecksilber gefüllten Röhren mit dem Jacobi'schen Widerstandsetalon mittelst der Wheatstone'schen Drathcombination den Widerstand einer Quecksilbersäule von 1 Quadratmillimeter Querschnitt und 1^m Länge, so ist derselbe im Mittel gleich 1,512 Jacobi'schen Einheiten, also in absolutem elektromagnetischem Maass gleich $904 \,.\, 10^7 \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$. Indess ist diese Angabe ungenau, da die verschiedenen, von Jacobi's Etalon abgenommenen Copieen nicht völlig gleich sind.

Matthiessen[1]) empfiehlt einen hart gezogenen Drath von 1^m Länge 788
und 1^{mm} Dicke bei 0° C. aus einer Legirung von 2 Gewichtstheilen Gold und 1 Gewichtstheil Silber als Grundmaass der Widerstände zu wählen. Die Legirung soll dreimal unter Borax und Salpeter geschmolzen werden und

[1]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 353. 1861.*

dann zu einem harten Drath von 0,5^{mm} Durchmesser ausgezogen werden. Die Legirung zieht sich sehr gut, die verschiedenen Dräthe zeigen sehr nahe gleiche specifische Widerstände, und dieselben ändern sich bei einer Aenderung des Gold- oder Silbergehaltes um 1 bis 2 Proc. kaum. Die Leitungsfähigkeit vermindert sich beim Weichmachen der Dräthe auch nur um 0,3 Proc. und nimmt mit der Temperaturerhöhung um t^0 C. (von 0^0 an), bei der weichen Legirung nach der Formel:

$$100{,}3 - 0{,}07226\, t + 0{,}0000496\, t^2$$

bei der harten nach der Formel:

$$100 - 0{,}06733\, t + 0{,}0000246\, t^2$$

ab, so dass bei 30^0 C. die Leitungsfähigkeiten beider 98,005 und 97,799 sind. Während also die reinen Metalle, Gold, Silber, Kupfer, ihre Leitungsfähigkeit zwischen 0^0 und 100^0 C. um etwa 36 Proc. ändern, geschieht dies bei der harten und weichen Legirung nur um 6,5 und 8,7 Proc.

Indess möchte doch die leichtere und sicherere Darstellung der Siemens'schen Einheit den Vorzug über diese Widerstandseinheit geben, wenngleich sich die Legirung von Matthiessen vortrefflich zur Darstellung von Copieen jener Einheit benutzen lässt.

789 Wir vergleichen jetzt die empirischen Einheiten der Stromintensität mit der elektromagnetischen Einheit derselben.

Soweit jene Einheiten auf Bestimmung der Ablenkung von Magnetnadeln in Galvanometern und Tangentenboussolen u. s. w. um eine bestimmte Anzahl Grade (1^0) beruhen, lassen sie sich, wenn man die Dimensionen jener Apparate kennt, ohne Weiteres direct durch Rechnung oder durch experimentelle Vergleichung mit den Ausschlägen einer gleichzeitig in den Schliessungskreis eingeschalteten Tangentenboussole auf absolutes elektromagnetisches Maass reduciren.

Von den chemischen Wirkungen des Stromes ausgehend, hat man auch wohl als chemische Einheit die Intensität desjenigen Stromes hingestellt, der in einer Secunde ein Milligramm Wasser oder ein Aequivalent (9^{mgr}) Wasser zersetzen, oder eine bestimmte Anzahl (1) Cubikcentimeter Knallgas aus Wasser entbinden kann. Alle diese chemischen Einheiten der Intensität lassen sich auf die elektromagnetische Einheit derselben reduciren, wenn man weiss, welche Quantität Wasser ein Strom, dessen Intensität der letzteren Einheit gleich ist, in der Secunde zersetzen kann. Man nennt diese, in Milligrammen bestimmte Quantität Wasser das elektrochemische Aequivalent des Wassers. Ganz analog könnte man die elektrochemischen Aequivalente anderer Stoffe, z. B. des durch den Strom abgeschiedenen Zinks, direct bestimmen und das des Wassers durch Multiplication der gefundenen Zahl mit dem Verhältniss der gewöhnlichen chemischen Aequivalente des Wassers und des betreffenden Stoffes berechnen.

Das elektrochemische Aequivalent des Wassers ist zuerst von W. Weber [1]) bestimmt worden. Er leitete den Strom durch ein Voltameter, bestehend aus einem S förmig gekrümmten Rohr, in welches zwei Platindräthe als Elektroden eingeschmolzen waren, und das mit einigen Tropfen verdünnter Schwefelsäure gefüllt war. Die Gase wurden über Quecksilber aufgefangen und gemessen. Der Strom floss sodann durch eine bifilar aufgehängte Drathrolle, deren Axe senkrecht gegen den magnetischen Meridian gestellt war. Die Rolle war aus 1130 Umwindungen von Kupferdrath gebildet, ihr Umfang betrug 164^{mm}, so dass der Flächeninhalt, den der Drath umkreiste, $S = 4638330$ Quadratmillimeter betrug. Ihr Trägheitsmoment war $k = 779400000$, ihre Schwingungsdauer etwa $t = 8{,}08''$, so dass sich ihre Directionskraft im Mittel $D = \frac{\pi^2 k}{t^2} = 117817000$ ergab. Die horizontale Componente des Erdmagnetismus war $T = 1{,}7026$. Bei fünf Versuchen ergab sich die absolute Intensität I des Stromes aus der vermittelst der Spiegelablesung bestimmten Ablenkung φ der Rolle nach der Formel $I = \frac{D tg \varphi}{S T}$, und die gleichzeitig zersetzte Wassermenge: 790

Zersetzte Wassermenge	Zeitdauer der Zersetzung ϑ	$I \,.\, \vartheta$
14,2346^{mgr}	1168″	1522,44
14,2026	1280	1504,92
14,0872	1137,5	1506,46
14,0182	1154	1501,43
13,9625	1263	1484,90

Hiernach berechnet sich die durch einen Strom von der absoluten elektromagnetischen Intensität Eins in einer Secunde zersetzte Wassermenge oder das elektrochemische Aequivalent des Wassers im Mittel gleich 0,009376^{mgr}, wovon die grösste Abweichung im Versuch 2 nur 0,000061 beträgt.

Joule [2]) hat ebenfalls die durch einen Strom von bekannter Intensität in einer Secunde aus saurem Wasser, aus Lösung von schwefelsaurem Zinkoxyd und Kupferoxyd abgeschiedenen Mengen M von Wasserstoff, Zink und Kupfer bestimmt. Die Intensität des Stromes wurde durch die Tangente des Ablenkungswinkels α einer Tangentenboussole gemessen, deren einfacher Drathkreis einen Radius b von $^1/_2$ engl. Fuss (15,24^{ctm}) hatte. Die horizontale Componente des Erdmagnetismus (in Manchester) betrug in englischem Maass 3,542, also in französischem Maass $T = 3{,}542 \,.\, 0{,}46108 = 1{,}6332$. Die absolute Intensität des Stromes berechnet sich dann nach der Formel 791

[1]) W. Weber, Resultate 1840. S. 91.* — [2]) Joule, Phil. Mag. [4.] Vol II, p. 442. 1851.*

$J = \frac{Tb}{2\pi} tg\alpha$. Auf diese Weise ergab sich als Mittel aus je vier Versuchen bei der Elektrolyse von:

	$tg\alpha$	I	M		$\frac{M}{I}$[1]
Schwefelsaurem Zinkoxyd . .	0,7345	29,09	$0{,}0977^{mgr}$	Zk	0,03358
Wasser	1,7600	69,72	$0{,}07076^{mgr}$	H	0,001015
Schwefelsaurem Kupferoxyd .	—	—	—	Cu	0,03252

Berechnet man aus letzteren Werthen, welche die elektrochemischen Aequivalente des Zinks, Wasserstoffs und Kupfers sind, das elektrochemische Aequivalent des Wassers durch Multiplication mit $\frac{9}{32{,}3}$, 9 und $\frac{9}{31{,}7}$, so erhält man dasselbe gleich

0,009291, 0,009135, 0,009239.

Bunsen [2]) hat den Strom von vier Bunsen'schen Elementen durch ein Voltameter und den Drathkreis einer Tangentenboussole, dessen Radius $= 99{,}5^{mm}$ war, geleitet und aus den Ablenkungen α der Nadel der letzteren die absolute Grösse der Stromintensität I bestimmt. Nimmt er die horizontale Componente des Erdmagnetismus (für Marburg) gleich $T = 1{,}88$, so findet er $I = \frac{99{,}5 \,.\, 1{,}88}{2\pi} tg\alpha$. Es wurde sodann die im Voltameter entwickelte Knallgasmenge gewogen. Dadurch ergab sich im Mittel aus vier Versuchen, bei denen die Stromintensität zwischen den Werthen 7,0204 und 96,87 geändert wurde, das elektrochemische Aequivalent des Wassers gleich 0,0092705.

Das elektrochemische Aequivalent des Zinks ergab sich bei unmittelbarer Bestimmung des in der Säule selbst aufgelösten Zinks bei zwei Versuchen gleich 0,03300, woraus sich das des Wassers zu 0,009261 berechnet.

Casselmann [3]) hat in ganz analoger Weise die absolute Intensität des Stromes an einer Tangentenboussole bestimmt, deren Ringdurchmesser 403^{mm} betrug, und zugleich die durch den Strom zersetzte Wassermenge aus dem Gewichtsverlust eines Voltameters berechnet, aus welchem die Gase durch ein Glasrohr voll Bimsstein und Schwefelsäure entwichen. Die horizontale Componente des Erdmagnetismus ergab sich in dem eisenhaltigen Zimmer, in dem die Versuche angestellt wurden, $T = 1{,}83$. Es war hiernach das elektrochemische Aequivalent des Wassers bei der Zersetzung von

1) Die englischen Gewichte sind in Milligramme umgerechnet. — 2) Bunsen, s. Reiset, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. VIII, p. 33. 1843.* — 3) Casselmann, Kohlenzinkkette S. 70. Marburg 1843.*

verdünnter Schwefelsäure (specif. Gew. 1,088)	6 Versuche		0,009360
Lösung von Phosphorsäure („ „ 1,056)	2 „		0,009421
Lösung von schwefelsaurem Natron (specif. Gew. 1,056) 1 Versuch			0,009339
		Mittel .	0,009371

Als Casselmann Kochsalzlösung unter Anwendung einer positiven Elektrode von amalgamirtem Zink zersetzte, fand er die durch die elektromagnetische Einheit des Stromes aufgelöste Zinkmenge bei zwei Versuchen 0,033445, wonach das elektrochemische Aequivalent des Wassers gleich 0,009406 ist.

Als Mittel aus all diesen Versuchen ergiebt sich das elektrochemische Aequivalent des Wassers etwa gleich $0{,}009331^{mgr}$. Zur Zersetzung von 1^{mgr} Wasser in einer Secunde ist also ein Strom von der absoluten Intensität $106\,^1/_3$ erforderlich.

Als empirische Einheit der elektromotorischen Kräfte hatten 792
wir die elektromotorische Kraft D eines Daniell'schen Elementes gewählt. Diesen Werth hat Bosscha [1]) in absolutem elektromagnetischem Maasse bestimmt, indem er den Strom des Elementes durch eine Tangentenboussole leitete und die Ablenkung ihrer Nadel bestimmte, zuerst ohne Einschaltung, und dann, während in den Schliessungskreis noch ein Widerstandsetalon eingeschaltet war, dessen absoluter elektromagnetischer Widerstand $r = 60717 \,.\, 10^5 \, \frac{\text{Millimeter}}{\text{Secunden}}$ gegeben war.

Bezeichnet c den Factor, mit welchem man die Tangenten der Ablenkungswinkel α und α_1 der Nadel in beiden Fällen multipliciren muss, um die ihnen proportionalen Stromintensitäten auf absolutes elektromagnetisches Maass zurückzuführen, so erhält man aus den Beobachtungen:

$$D = c\, r \, \frac{tg\,\alpha \; tg\,\alpha_1}{tg\,\alpha - tg\,\alpha_1}$$

(vgl. Thl. I, §. 122).

Der Werth c wurde gemessen, indem der Strom einiger Daniell-scher Elemente durch die Boussole und ein Kupfervitriolvoltameter geleitet, und die in einer gegebenen Zeit durch einen bestimmten Strom abgeschiedene Kupfermenge bestimmt wurde. Ist diese Menge pro Secunde gleich m, die Ablenkung der Boussolennadel α_2, das elektrochemische Aequivalent des Kupfers $= 0{,}03404$, so ergab sich im Mittel mehrerer Versuche

$$c = \frac{m}{tg\,\alpha_2} \cdot \frac{1}{0{,}03404} = 55{,}21.$$

Als Mittel mehrerer, unter verschiedenen Abänderungen angestellter Versuche, bei denen die gehörigen Correctionen wegen Mangels an Proportionalität der Stromintensität und der Tangenten der Ablenkungswinkel der Boussolennadel u. s. w. vorgenommen wurden, fand Bosscha:

$$D = 10258 \,.\, 10^7.$$

1) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 523. 1857.*

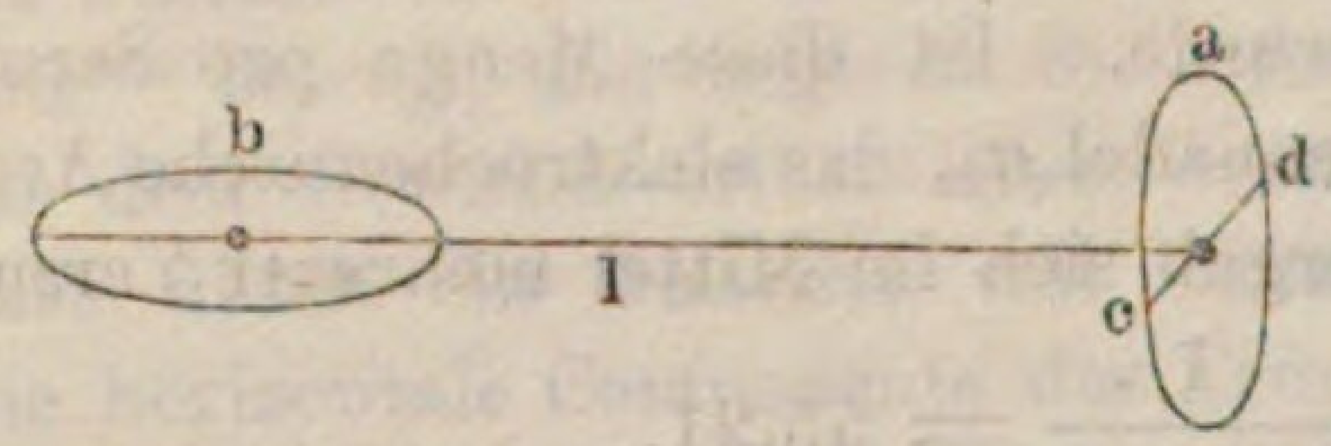
793 Ausser den erwähnten Einheiten der Constanten des Stromes, welche hauptsächlich einen praktischen Werth besitzen, kann man dergleichen Einheiten namentlich auch von den elektrodynamischen Wirkungen des Stromes ableiten [1]).

Schon aus §. 19 und flgde. geht hervor, dass ein Strom die elektrodynamische Einheit der Intensität besitzt, wenn er durch ein Element fliesst, dessen Länge der Längeneinheit gleich ist, und dabei auf ein gleiches, vom gleichen Strom in gleicher Richtung durchflossenes, dem ersteren paralleles und auf der Verbindungslinie beider Elemente verticales Element eine Anziehungskraft ausübt, welche der Krafteinheit gleich ist.

Befinden sich im Abstand l voneinander zwei kleine Magnete von den Momenten M und m und steht die Axe von m auf der von M senkrecht und halbirt dieselbe bei ihrer Verlängerung, so ergiebt sich aus §. 157, dass das von M auf m ausgeübte Drehungsmoment $\frac{Mm}{l^3}$ ist. Aus §. 102 folgt, dass, wenn die Magnete durch kleine in sich geschlossene Ströme von den Flächenräumen λ und λ_1 und den (in elektrodynamischem Maass gemessenen) Intensitäten i und i_1 ersetzt werden, das nun von dem ersten auf den zweiten ausgeübte Drehungsmoment $\frac{i i_1 \lambda \lambda_1}{2 l^3}$ ist. Ist $i = i_1 = 1$ und $\lambda = \lambda_1 = 1$, so ist letzteres Drehungsmoment gleich $\frac{1}{2 l^3}$. Wir könnten also auch als elektrodynamische Einheit der Stromintensität die Intensität eines geschlossenen Stromes hinstellen, welcher um die Flächeneinheit fliessend, auf einen zweiten gleichen und auf ihm senkrechten, in einem grossen Abstand l von ihm entfernten Strom, dessen Ebene seine Ebene halbirt, das Drehungsmoment $\frac{1}{2 l^3}$ ausübt.

794 Die elektrodynamische Einheit der elektromotorischen Kraft begründet sich nach Weber (l. c.) also: Ein die Flächeneinheit umschliessender Leiter a, Fig. 367, befindet sich in grossem Abstande l von einem zweiten, die Flächeneinheit umschliessenden Leiter b, dessen Ebene auf der des Leiters a vertical steht und sie halbirt. Der Leiter b sei von einem Strom durchflossen, dessen Intensität sich zu der elektrodynamischen Einheit der Stromintensität wie $2 l^3 : 1$ verhält. Wird nun der Leiter a um seine Durchschnittslinie cd mit der Ebene von b mit der Drehungsgeschwindigkeit Eins gedreht, so

Fig. 367.



[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. II, S. 259 u. flgde.*

ist die in ihm erzeugte elektromotorische Kraft nach elektrodynamischem Maasse gleich Eins.

Nehmen wir vorläufig an, die Leiter a und b haben den Flächenraum λ_a und λ_b, sie seien von Strömen von der Intensität i_a und i_b durchflossen, so können wir dieselben in ihrer elektrodynamischen Wechselwirkung auf einander durch zwei kleine, auf ihren Ebenen verticale Magnete ersetzen, deren Momente $M_a = i_a \lambda_a \sqrt{\frac{1}{2}}$ und $M_b = i_b \lambda_b \sqrt{\frac{1}{2}}$ sind. (§. 102). Dann ist das vom Strom b auf Strom a ausgeübte Drehungsmoment (vgl. §. 157) gleich $\frac{M_a M_b}{l^3} = \frac{1}{2} \frac{i_a i_b \lambda_a \lambda_b}{l^3}$. Setzen wir $i_b = 1$, $\lambda_a = \lambda_b = 1$, fliesst durch Leiter a kein Strom und dreht sich derselbe in der Zeiteinheit um einen kleinen Winkel φ um seine Halbirungslinie cd, so ist die dadurch in ihm erzeugte elektromotorische Kraft je nach der Drehungsrichtung $E = \pm \frac{1}{2} \frac{\varepsilon i_a \varphi}{l^3}$, wo ε die Inductionsconstante ist. Ist die Drehungsgeschwindigkeit des Leiters $\varphi = 1$, $i_a = 2 l^3$, so ist

$$E = \varepsilon.$$

Die eben gegebene Definition der elektromotorischen Kraft schliesst also die Bedingung in sich, dass die Inductionsconstante gleich Eins sei.

Als elektrodynamische Einheit des Widerstandes bezeichnen 795
wir den Widerstand eines Schliessungskreises, in welchem die eben definirte Einheit der elektromotorischen Kraft einen Strom von der elektrodynamischen Einheit der Intensität erzeugt.

Diese elektrodynamischen Einheiten sind mit den elektromagnetischen 796
zu vergleichen.

Umfliesst ein Strom, dessen Intensität in elektrodynamischem Maasse gleich Eins ist, einen Flächenraum $\lambda = 1$, und wirkt er auf einen ebensolchen Strom, so können wir nach §. 102 Magnete vom Moment $m = \sqrt{\frac{1}{2}}$ an Stelle der Ströme setzen. Wäre die Intensität der Ströme aber in elektromagnetischem Maass gleich Eins, so würden ihnen Magnete vom Moment Eins entsprechen. Haben wir also die Intensität eines Stromes in elektrodynamischem Maass gleich I_d gefunden, und ist dieselbe in elektromagnetischem Maasse gleich I_m, so ist $I_d = I_m \sqrt{2}$.

Um also die nach elektromagnetischem Maass gemessene Intensität auf elektrodynamisches Maass zu reduciren, müssen wir die erstere mit $\sqrt{2}$ multipliciren. Die elektrodynamische Einheit i_d verhält sich zur elektromagnetischen Einheit i_m derselben wie $i_d : i_m = 1 : \sqrt{2}$.

Dasselbe Resultat ergäbe sich aus der Vergleichung der Wirkung eines kleinen Magnetes auf einen Magnetpol und eines kleinen geschlossenen Stromes auf ein einseitig unendlich verlängertes Solenoid (vgl. §. 99).

797 Befindet sich ferner an Stelle des Leiters b, Fig. 367, ein Magnet vom Moment $M = em$, so ist die von jedem Pol desselben an dem Ort des Leiters a ausgeübte elektromagnetische Kraft $\frac{m}{l^3}$. Dreht sich nun der Magnet um den kleinen Winkel φ in der Zeiteinheit, so hat jeder seiner Pole die Geschwindigkeit $\frac{e}{2}\varphi$, und in dem Leiter a, dessen Fläche der Einheit gleich sei, wird eine elektromotorische Kraft inducirt, welche in elektromagnetischem Maass $E_m = 2 \cdot \frac{m}{l^3} \frac{e}{2} \varphi = \frac{M}{l^3} \varphi$ ist.

Dieselbe Kraft würde inducirt, wenn der Magnet ruhte und der Leiter a mit derselben Drehungsgeschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung um die Linie cd gedreht würde.

Würde der Magnet M durch einen Strom vom Flächenraum Eins ersetzt, so müsste er nach elektrodynamischem Maass die Intensität $i = M\sqrt{2}$ besitzen. Die durch diesen bei der Drehung des Leiters a um den Winkel φ inducirte elektromotorische Kraft wäre in elektrodynamischem Maass $E_d = \frac{1}{2} \frac{M\sqrt{2}}{l^3} \varphi = \frac{M}{l^3\sqrt{2}} \varphi$. Es verhält sich also $E_d : E_m = 1 : \sqrt{2}$, und die elektrodynamische Einheit verhält sich zu der elektromagnetischen Einheit der elektromotorischen Kraft wie $\sqrt{2} : 1$.

798 Bezeichnen wir nun ebenso wie die Intensitäten I und die elektromotorischen Kräfte E, so auch die nach elektrodynamischem und elektromagnetischem Maass gemessenen Widerstände W mit den Indices d und m, so haben wir die Gleichungen:

$$W_m = \frac{E_m}{I_m}.$$

Ist $E_m = I_m = 1$, so ist auch $W_m = 1$.

Würden wir für E_m und I_m ihre Werthe in elektrodynamischen Einheiten setzen, so ist $E_m = \sqrt{2}\, E_d$, $I_m = \frac{1}{\sqrt{2}} I_d$, also:

$$W_m = 2 \frac{E_d}{I_d}.$$

Nach der Definition der elektrodynamischen Maasse ist aber W_d für $E_d = I_d = 1$ gleichfalls gleich Eins. Es ist also $W_m = 2\, W_d$. — Die elektrodynamische Einheit des Widerstandes ist also doppelt so gross, als die elektromagnetische Einheit desselben.

Wir haben schon §. 628 angeführt, dass Kirchhoff, von den elektrodynamischen Maassen bei der Induction ausgehend, die Inductionsconstante ε gleich Eins gesetzt und dadurch die Einheit des Widerstandes bestimmt hatte. Dieselbe ist, soweit die experimentelle Vergleichung der Versuche von Weber (§. 784 und 785) und Kirchhoff (§. 628) überhaupt möglich ist, in der That ziemlich doppelt so gross, als die Weber'sche elektromagnetische Widerstandseinheit.

Endlich kann man die Constanten des Stromes auch auf die mechanischen Maasse zurückführen. 799

Wir haben schon Thl. I, §. 64 erwähnt, dass die Intensität des galvanischen Stromes proportional ist der in der Zeiteinheit durch jeden Querschnitt eines Leiters hindurchgehenden Elektricitätsmenge. Bewegt sich eine constante Elektricitätsmenge in dem Leiter, so ist also die Intensität proportional der Geschwindigkeit ihrer Bewegung. Diese letztere ist aber in einem Leiter der Differenz der Spannungen oder Potentialfunctionen der freien Elektricitäten an den beiden Enden jedes Elementes, d. h. mit anderen Worten, der an denselben vorhandenen elektromotorischen Kraft und der Leitungsfähigkeit des Elementes direct proportional.

Als mechanische Einheit der Stromintensität bezeichnet nun Weber die Intensität eines Stromes, welche hervorgebracht wird durch eine solche Geschwindigkeit der beiden elektrischen Fluida, bei welcher die durch den Querschnitt des Leiters in der Zeiteinheit fliessende Menge jener Fluida gleich Eins ist. Als Einheit der elektrischen Fluida wird die Menge derselben angenommen, welche im Abstande Eins (1^{mm}) aufeinander mit der Kraft Eins wirken (sich gegenseitig die Beschleunigung Eins ertheilen).

Weber und Kohlrausch[1]) haben diese Einheit mit der elektromagnetischen Einheit der Stromintensität verglichen, so weit es unsere jetzigen Hülfsmittel zulassen.

Eine Leydener Flasche wurde zu einer bestimmten Zeit mit Elektricität geladen. Sie wurde sodann mit einem Sinuselektrometer verbunden. Nach einiger Zeit wurde ihre innere Belegung mit einer an einem Seidenfaden hängenden Messingkugel von $159{,}46^{mm}$ Radius berührt, und sodann wiederum die Verbindung mit dem Sinuselektrometer hergestellt. Fortgesetzte Beobachtungen des Standes seiner Nadel vor und nach der Berührung ergaben die Abnahme der Ladung der Flasche mit der Zeit durch Bildung von Rückstand und Abgabe von Elektricität an die Luft. Man konnte so die Ladung derselben unmittelbar vor und nach der Berührung mit der Kugel bestimmen. So ergaben sich die Elektricitätsmengen E_1 und E, welche bei derselben in der Flasche blieben und in die Kugel übergingen, entsprechend dem Verhältniss 1:0,03276. Die mit der Elektricität E geladene Kugel wurde mit der Standkugel einer Coulomb'schen Drehwage, welche $11{,}537^{mm}$ Halbmesser hatte, berührt. Nach den Formeln von Plana[2]) ergiebt sich, dass hierbei die Elektricität sich zwischen der grossen und kleineren Kugel im Verhältniss von $E : e = 1 : 0{,}0079377$ theilt. Die Standkugel wurde in die Drehwage eingeführt, mit der ihr fast gleichen beweglichen Kugel derselben berührt, welche vor der Elektrisirung in einem Winkelabstand von 90° von ihr entfernt war, und nun durch Torsion des die

1) Kohlrausch und Weber, Elektrodyn. Maassbestimmungen. Zurückführung der Stromintensitätsmessungen auf mechanisches Maass. Abhandl. der Königl. Sächs. Ges. Leipzig 1856.* — Wir müssen uns darauf beschränken, den Gang der Untersuchung anzudeuten. — 2) Plana, Mém. sur la distribution de l'électricité à la surface de deux sphères. Turin 1845.

letztere tragenden Fadens dieselbe Einstellung wieder herbeigeführt. Der Abstand beider Kugeln von der Drehungsaxe betrug 93,53^{mm} und 61,7^{mm}, ihr Abstand von einander 112,05^{mm}. Bezeichnet man also die in die Standkugel eingeführte Elektricitätsmenge mit e, so ist die Abstossung beider Kugeln $A = \frac{1}{4} \frac{e^2}{112{,}05^2}$. Da indess die Elektricitäten nicht im Mittelpunkte derselben concentrirt gedacht werden können, so ist nach den Formeln von Poisson[1]) eine Correction anzubringen, durch welche der Nenner auf $4 . 112{,}1743^2$ reducirt würde. Fällt man von der Drehungsaxe auf die Verbindungslinie beider Kugeln ein Loth, dessen Länge sich zu $l = 51{,}5^{mm}$ berechnet, so ist das durch die Abstossungskraft auf die bewegliche Kugel ausgeübte Drehungsmoment gleich $Al = \frac{e^2}{977}$.

Die Einheit des Drehungsmomentes würde also ausgeübt werden, wenn in beiden Kugeln die Elektricitätsmenge $e_0 = \sqrt{977} = 31{,}25$ eingebracht worden wäre, wo wir die Elektricitätsmengen in der oben angegebenen Einheit messen.

Es wurde nun vermittelst eines an dem Arm der Drehwage befestigten Spiegels durch Scala und Fernrohr der Torsionswinkel ϑ des die bewegliche Kugel der Wage tragenden Fadens zu verschiedenen Zeiten abgelesen und aus seiner Abnahme berechnet, welcher Winkel sich ergeben hätte, wenn die Standkugel unmittelbar nach der Berührung der grossen Kugel vor dem Elektricitätsverlust in die Drehwage hätte eingeführt werden können. Sodann wurden an den Faden Körper von berechenbarem Trägheitsmoment k gehängt, z. B. eine flache kreisrunde Messingscheibe, ein horizontaler Messingcylinder, und deren Schwingungsdauer t bestimmt. Die Directionskraft des Fadens ergiebt sich hiernach zu $D = \frac{\pi^2 k}{t^2}$. Ist ϑ in Theilen des Halbmessers bestimmt, so war hiernach das von der Drehwage ausgeübte Drehungsmoment $D\vartheta = 1$, wenn $\vartheta = 0{,}0019757$ Bogenminuten betrug. Hiernach liess sich wiederum das Drehungsmoment Al unmittelbar aus dem Drehungswinkel ϑ des Fadens, und so auch der Werth e, E und E_1 bestimmen.

Die Leydener Flasche wurde nun nach 3 Secunden durch einen Multiplicator entladen, während zugleich in den Schliessungskreis eine Wassersäule zur Verzögerung der Entladung eingeschaltet war. Die Elektricität in der Flasche war während der 3 Secunden auf E_{II} gesunken, welcher Werth sich aus E_I berechnen lässt[2]). Der Multiplicator bestand aus einem kreisförmigen Ringe von Messing, in welchen in einer Rinne von rechteckigem Querschnitte 5635 Drathwindungen eingewunden waren. Der Drath war sehr gut übersponnen und mit Collodium lackirt. In dem Multiplicator hing ein Magnetstab, dessen Ablenkungen durch den

[1]) Poisson, Mémoires de l'Institut. Année 1811.* — [2]) Vergl. Kohlrausch, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 56. 1854.*

Entladungsstrom der Leydener Batterie mittelst Spiegel, Scala und Fernrohr bestimmt wurden. Der Magnetstab befand sich in einer 20 Pfund schweren dämpfenden Kupferhülle.

Aus dem ersten Ausschlag kann man nach §. 185 die Winkelgeschwindigkeit c berechnen, welche die Nadel hierbei erhält. Dieselbe ist durchaus unabhängig von der Zeit, in welcher die Elektricitätsmenge der Flasche durch den Multiplicator hindurchgeht, sondern nur von der Elektricitätsmenge selbst abhängig, vorausgesetzt dass die Zeit des Durchganges gegen die Oscillationsdauer der Nadel klein ist.

Nach den §. 147 angegebenen Regeln lässt sich aus den Dimensionen des Multiplicators u. s. f. das Drehungsmoment Δ berechnen, welches ein Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins auf die Nadel in demselben ausübt. Ist die Zeitdauer dieses Stromes τ, das Trägheitsmoment der Nadel k, so wird sie durch den Strom die Winkelgeschwindigkeit $c = \frac{\Delta \tau}{k}$ erhalten, wo wiederum k durch die Gleichung (1) §. 156, eliminirt werden könnte. Hat nun der Strom der Leydener Flasche der Nadel ebenfalls die Winkelgeschwindigkeit c gegeben, so ist die durch denselben entladene Elektricitätsmenge E_{II} ebenso gross, wie die durch einen Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins während der Zeit $\tau = \frac{kc}{\Delta}$ durch den Multiplicator geführte Elektricitätsmenge E_{II}, ebenso wie k, c, D, sind aber bei verschiedenen Versuchen beobachtet, man kann also τ berechnen. Da nun Weber stets einen Doppelstrom von positiver und negativer Elektricität annimmt, welche beide gleich stark auf die Nadel des Multiplicators bei den Entladungen der Leydener Flasche, ebenso wie in dem Strom der Säule wirken, so muss er, um die Menge der positiven oder der negativen Elektricität zu finden, welche während der Zeiteinheit jeden Querschnitt der Leiter durchfliesst, wenn der dadurch erzeugte Strom die absolute elektromagnetische Intensität Eins haben soll, E_{II} durch 2τ dividiren. Als Mittel von fünf Versuchen erhält er so diese Menge in der am Anfang des Paragraphen angegebenen mechanischen Einheit der Elektricitätsmengen

$$M = 155370 . 10^6.$$

Um also die in elektromagnetischem Maass gemessenen Stromintensitäten auf das mechanische Maass zu reduciren, müssen sie mit M multiplicirt werden. Das mechanische Maass der Stromintensität ist $155370 . 10^6$ mal kleiner als das elektromagnetische[1]).

Nach §. 796 wird die Intensität I_d in elektrodynamischem Maasse aus der im elektromagnetischen Maasse gemessenen Intensität I_m durch Multiplication mit $\sqrt{2}$ erhalten. Ist die in mechanischem Maass ge-

[1]) Eine andere Methode, die Zahl der elektrostatischen Einheiten von Elektricität zu finden, die in der Zeiteinheit durch einen Drath fliessen müssen, um in ihm einen Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins zu erzeugen, siehe Thomson, Phil. Mag. [4.] T. V, p. 404. 1853.*

messene Intensität I_e, so ist nach dem Obigen $I_m = I_e \cdot \frac{1}{155370.10^6}$, also

$$I_d = \frac{\sqrt{2}}{155370.10^6} I_e$$

800 Nun hatten wir §. 44 gefunden, dass mit Zugrundelegung der Annahmen von W e b e r die elektrodynamische Wechselwirkung der bewegten elektrischen Massen e und e_1 gleich $W = \frac{ee_1}{r^2}\left(1 - \frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{a^2}{8} r \frac{d^2r}{dt^2}\right)$ ist. Setzen wir in einem speciellen Fall die Beschleunigung der Bewegung der elektrischen Massen gleich Null, so würde in diesem Falle die Wechselwirkung W ebenfalls auf Null reducirt werden, wenn $\frac{a^2}{16}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = 1$, d. i. $\frac{4}{a} = \frac{dr}{dt}$ ist. Setzen wir $\frac{4}{a} = C$, so würde also C d i e r e l a t i v e G e s c h w i n d i g k e i t d e r e l e k t r i s c h e n M a s s e n e u n d e_1 g e g e n e i n a n d e r s e i n, b e i w e l c h e r s i e n i c h t m e h r a u f e i n a n d e r w i r k e n.

Ist c die Geschwindigkeit der elektrischen Masse e, so ist die Intensität des durch ihre Bewegung erzeugten Stromes in elektrodynamischem Maasse nach §. 44 $I_d = aec = \frac{4ec}{C}$. Nach mechanischem Maasse wäre dieselbe Intensität $I_e = ec$. Es ergiebt sich also hieraus der Werth

$$C = 4\,\frac{I_e}{I_d} = 4\,.\,155370\,.\,10^6.\sqrt{\tfrac{1}{2}} = 439450\,.\,10^{6\,\mathrm{mm}}.$$

Damit also zwei elektrische Massen nicht aufeinander wirken, müssten sie sich nach den W e b e r'schen Annahmen mit der sehr grossen relativen Geschwindigkeit von 439 Millionen Meter (59320 Meilen) in der Secunde gegeneinander hinbewegen. Hiernach würde also bei den gewöhnlichen mechanischen Bewegungen von Körpern, welche mit statischer Elektricität geladen sind, keine Abnahme ihrer Anziehung zu beobachten sein, da die ihnen ertheilte Geschwindigkeit stets zu klein sein würde.

Das Verhältniss der elektromagnetischen, elektrodynamischen und mechanischen Maasse gemessenen Intensitäten ist also

$$I_m = I_e\,\frac{2\sqrt{2}}{C} \text{ und } I_d = I_e\,\frac{4}{C}.$$

801 Die m e c h a n i s c h e E i n h e i t d e r e l e k t r o m o t o r i s c h e n K r ä f t e ist diejenige Kraft, durch welche zwei miteinander vereinte Masseneinheiten positiver und negativer Elektricität mit der Geschwindigkeit Eins von einander getrieben werden.

Auch dieses Maass lässt sich mit dem elektrodynamischen durch Betrachtung eines speciellen Falles vergleichen. Nach §. 617 ist die in einem bewegten Leiterelement durch ein Stromelement inducirte elektromotorische Kraft E_e in mechanischem Maasse gegeben durch den Ausdruck

$$E_e = ai \frac{ds\,ds_1}{r^2} (\cos\eta - {}^3/_2 \cos\Theta \cos\Theta_1)\, v . \cos\varphi.$$

Steht das inducirende Element auf der Verbindungslinie beider Elemente senkrecht, fällt das inducirte in dieselbe und wird das letztere der Stromesrichtung in ersterem entgegengesetzt parallel mit der Geschwindigkeit Eins fortbewegt, so ist $\eta = 0$, $\varphi = 0$, $\Theta = \Theta_1 = \frac{\pi}{2}$, $v = 1$, also in diesem Falle

$$E_e = a \frac{ds\,ds_1}{r^2}\, i.$$

Ist nun $ds = ds_1$, $r = 1$, und verhält sich die Intensität i des inducirenden Stromes zu der Einheit der Intensität wie die Längeneinheit zu ds, so ist $E_e = a = \frac{4}{C}$.

Wäre die Intensität in elektrodynamischem Maasse gemessen, so müsste die Inductionsconstante gleich Eins sein, also es wäre in diesem Falle $E_d = 1$.

Um also die in elektrodynamischem Maass gemessenen elektromotorischen Kräfte auf mechanisches Maass zu reduciren, sind sie mit $\frac{4}{C}$ zu multipliciren.

Als **mechanische Einheit des Widerstandes** bezeichnen wir 802 endlich den Widerstand eines Schliessungskreises, in welchem die in mechanischem Maass gemessene elektromotorische Kraft Eins einen Strom von der in gleichem Maasse gemessenen Intensität Eins erzeugt. Ist also der Widerstand eines Schliessungskreises W_e, so ist

$$W_e = \frac{E_e}{I_e}.$$

Wir können diese Einheit des Widerstandes mit dem elektrodynamischen Maasse desselben vergleichen. Bezeichnen wir die in letzterem Maasse gemessenen Constanten des Stromes durch den Index d, so ist $W_d = \frac{E_d}{I_d}$.

Ferner ist aber $E_e = \frac{4}{C} E_d$, $I_e = \frac{C}{4} I_d$, also

$$W_e = \frac{16}{C^2} \frac{E_d}{I_d} = \frac{16}{C^2} W_d.$$

Um also den in elektrodynamischem Maasse gemessenen Widerstand in mechanischem Maasse auszudrücken, muss man ihn mit $\frac{16}{C^2}$ multipliciren. Die Einheit des letzteren Maasses des Widerstandes ist $\frac{16}{C^2}$ mal kleiner als die des ersteren.

Da wir in §. 796 das Verhältniss der elektrodynamischen und elektro- 803 magnetischen Maasse der elektromotorischen Kräfte und Widerstände wie $\sqrt{2} : 1$ und $2 : 1$ gefunden haben, so werden die in elektromagnetischem Maass gemessenen elektromotorischen Kräfte durch Multiplication mit

$\frac{2}{C}\sqrt{2} = \frac{1}{155370\,.\,10^6}$, die in gleichem Maasse gemessenen Widerstände durch Multiplication mit $\frac{16}{2\,C^2} = \frac{8}{C^2} = \frac{1}{155370^2.10^{12}}$ in mechanischen Einheiten ausgedrückt.

Da der Widerstand des Jacobi'schen Etalons in elektromagnetischem Maasse gleich $598\,.\,10^7$ ist, so beträgt er mithin in mechanischem Maasse $\frac{598\,.\,10^7.8}{(439450\,.\,10^6)^2} = 2{,}477\,.\,10^{-13}$.

Da ferner ein Strom von der elektromagnetischen Intensität Eins in einer Secunde 0,00937 Milligrm. Wasser zersetzen kann, so wird der zur Zersetzung von 1 Milligrm. Wasser in einer Secunde erforderliche Strom in mechanischem Maasse die Intensität $\frac{155370\,.\,10^6}{0{,}00937} = 16581\,.\,10^9$, der zur Abscheidung von 1 Milligrm. Wasserstoff erforderliche eine neunmal so grosse Intensität, also die Intensität $149220\,.\,10^9$ haben müssen.

804 Man hat sich schon früher vielfach bemüht, die Elektricitätsmengen zu bestimmen, welche durch Wasser hindurchgeleitet werden müssen, um eine bestimmte Quantität desselben in seine Bestandtheile zu zerlegen. Derartige Versuche sind namentlich von Faraday, Buff und Becquerel ausgeführt worden.

Faraday [1]) lud eine Batterie von 15 Leydener Flaschen und etwa 3500 Quadratzoll Oberfläche (innere Belegung) durch 30 Umdrehungen der Scheibe einer Elektrisirmaschine, deren Conductor 12 Fuss lang war und eine Oberfläche von 1422 Quadratzoll hatte. Bei jeder Umdrehung konnten etwa 10 bis 12 einen Zoll lange Funken aus dem Conductor gezogen werden. Der Entladungsstrom der Batterie lenkte die Nadel eines Galvanometers um etwa 22,5° ab. Dieselbe Ablenkung erhielt er durch den 3,2 Secunden dauernden Strom eines Elementes, welches aus zwei $^1/_{18}$ Zoll dicken Kupfer- und Zinkdräthen bestand, die in einem Abstand von $^5/_{16}$ Zoll, $^5/_8$ Zoll tief in saures Wasser (auf 4 Unzen Wasser ein Tropfen Schwefelsäure) getaucht waren. Faraday schliesst hiernach, dass die bei 800000 Entladungen der Batterie bewegte enorme Elektricitätsmenge nur 1 Gramm Wasser zersetzen würde.

Eines analogen Verfahrens bedient sich Buff [2]) bei genaueren Versuchen. Der Strom eines constanten Elementes wurde durch einen Multiplicator (vergl. §. 194), und ein Voltameter geleitet. Ein Strom, welcher die Nadel des ersteren um 45° ablenkte, konnte hiernach 1 Milligramm Wasserstoff aus Wasser in 25096,5 Minuten, ein Strom, der die Nadel um 7,93° ablenkt, dieslbe Menge ein 181917 Minuten abscheiden. Das eine Ende des Multiplicatordrathes wurde nun mit der einen Belegung einer isolirten

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. III, §. 364;* Ser. VII, §. 861.* — [2]) Buff, Ann. d. Chem. und Pharm. Bd. LXXXVI, S. 28. 1853.*

Maassflasche von 6,4 Quadratdecimeter Oberfläche, das andere mit der Erde verbunden. Die zweite Belegung der Flasche wurde durch den Conductor der Elektrisirmaschine geladen, und ihr in einer bestimmten Entfernung ein mit der anderen Belegung verbundener Metallknopf gegenübergestellt. Die aus der Ablenkung der Multiplicatornadel berechnete Intensität des Entladungsstromes ergab sich innerhalb gewisser Grenzen proportional dem Product aus der Zahl der Entladungen der Flasche in der Minute mit der in Millimetern gemessenen Schlagweite. Betrug dieses Product 100, so wurde die Multplicatornadel constant um $7,93^0$ abgelenkt. Es würde also nach den oben gemachten Angaben der Entladungsstrom der Flasche bei 181917 Entladungen durch eine Schlagweite von 100^{mm} eine Elektricitätsmenge in Bewegung setzen, welche 1 Milligrm. Wasserstoff aus Wasser abschiede. Eine Batterie von 25 Quadratdecimeter Oberfläche würde also 45480mal geladen werden müssen, um bei einer gleichen Schlagweite dieselbe Wirkung hervorzurufen.

Becquerel [1]) hat endlich die Polarisation A bestimmt, welche Goldelektroden in einem Voltameter durch den Schlag einer Leydener Batterie erfahren, und sodann durch dieselben den Strom eines Elementes geleitet, welches aus einem mit zinkhaltigem Quecksilber gefüllten Pfeifenkopf bestand, der mit einer Platinplatte umgeben und so in Wasser gesenkt war. Auch hier wurde die in einer kleinen Zeit der Schliessung erzeugte Polarisation B bestimmt. Sind die Werthe A und B gleich, so soll auch die in beiden Fällen durch das Voltameter hindurchgegangene Elektricitätsmenge gleich sein. Indem nun die durch das Galvanometer bestimmte Intensität des Stromes des Elementes mit der eines constanten Elementes verglichen wurde, dessen Strom in einem Kupfervitriolvoltameter Kupfer ausscheidet, kommt Becquerel zu dem Resultat, dass, um 1 Gramm Kupfer aus einer Lösung von schwefelsaurem oder salpetersaurem Kupferoxyd auszuscheiden, eine Elektricitätsmenge durch dieselbe hindurchgehen müsste, welche eine Batterie von 1 Quadratmeter Oberfläche 14523200 mal laden könnte.

Bei den grossen Mängeln dieses Verfahrens können wir dem letzteren Resultat keine besondere Bedeutung beilegen.

Weber und Kohlrausch [2]) haben endlich, freilich unter manchen 805
besonderen Annahmen, auch direct die Kraft zu berechnen versucht, welche zur Zersetzung von 1 Milligrm. Wasser erforderlich ist. Da der Widerstand von verdünnter Schwefelsäure vom specif. Gewicht 1,25 nach Horsford 696700mal grösser als der des Silbers, also etwa $0,7417 . 696700 = 516750$ mal grösser ist als der des Kupfers, der Widerstand eines Kupferdrathes von 1^{mm} Länge und $1 \square^{mm}$ Querschnitt in absolutem elektromagnetischem Maasse $= 274100$ ist [3]), so würde der Widerstand eines

[1]) Becquerel, Compt. rend. T. XXII, p. 395. 1846.* — [2]) Weber und Kohlrausch, Elektrodynamische Maassbestimmungen. 1856.* — [3]) Weber, Abhandl. der Göttinger Ges. V, Anwendung der Induction auf Inclinationsmessungen.

gleichen, mit der verdünnten Schwefelsäure gefüllten Raumes in absolutem elektromagnetischem Maass $= 141640 \,.\, 10^6$ sein. Unter der freilich sehr gewagten Voraussetzung, dass der Strom nur durch das Wasser geht, welches sich in einzelnen Längsfäden zwischen die Schwefelsäure lagern sollte, würde, da die Mischung $^9/_{10}$ Wasser enthält, der Widerstand des Wassers allein für 1^{mm} Länge und $1 \square^{mm}$ Querschnitt in der Mischung $W_m = 127476 . 10^6$ oder in mechanischem Maasse $W_e = \frac{8}{C^2} W_m = \frac{127476}{155370^2 . 10^6}$ sein. Die zur Zersetzung von 1 Milligrm. Wasser in einer Secunde erforderliche Intensität beträgt nach Weber in elektromagnetischem Maasse $106^2/_3$, also in mechanischem Maasse $I_e = 106^2/_3 \,.\, 155370 \,.\, 10^6$. Dieser Werth entspricht zugleich der Quantität q an positiver und negativer Elektricität, welche nach den Vorstellungen von Weber in einem Doppelstrom durch die metallischen Theile der Leitung in der Secunde hindurchgehen. Im Wasser selbst soll nach denselben Vorstellungen nicht ein Doppelstrom stattfinden, sondern die in 1 Milligrm. Wasser enthaltenen Sauerstoffatome, welche mit der Elektricität $-2q$ geladen sind, geben an die positiven Elektrode $-1q$ ab, welches in derselben weiter strömte, während sich das in der Elektrode ankommende $+1q$ mit dem übrigbleibenden $-1q$ des Sauerstoffs neutralisirte. Ebenso enthielte der Wasserstoff in 1 Milligrm. Wasser $+2q$ (vgl. Thl. I, §. 276). Die elektromotorische Kraft, welche erforderlich ist, um an den beiden Enden des 1^{mm} langen Wasserfadens wirkend, einen Strom von der Intensität I_e zu erzeugen, ist $E_e = I_e \,.\, W_e = \frac{106^2/_3 . 127476}{155370}$. Die Kraft mit welcher also diese elektromotorische Kraft auf die im Wasserssoff oder im Sauerstoff enthaltene Elektricität $2q$ wirkt, ist

$$2 q E_e = 2 . (106^2/_3)^2 . 127476 . 10^6.$$

Denken wir uns den einen dieser Stoffe fest, so würde durch diese Kraft der andere mit der Geschwindigkeit von 1^{mm} in der Secunde fortgetrieben.

Als Einheit der Kraft ist hier diejenige genommen, welche der Masse eines Milligramms die Geschwindigkeit von 1^{mm} in der Secunde ertheilt. Will man die Kraft durch Gewichtseinheiten darstellen, so ist der Werth mit 9811 zu dividiren, und man erhält die Kraft gleich 2 . 147830 Kilogramm.

Zweites Capitel.

Arbeitsleistungen des Stromes.

Nachdem wir gelernt haben, die elektromotorische Kraft, den Widerstand und die Intensität der Ströme in absolutem Maass zu messen, und die Gesetze kennen, nach welchen die verschiedenen Kraftäusserungen des Stromes vor sich gehen, sei es bei der Erzeugung von Wärme, von chemischer Zersetzung oder von elektrodynamischen und elektromagnetischen Bewegungen ganzer Massen oder ihrer einzelnen Theile, wollen wir nun diese Wirkungen von dem Prinzip von der Erhaltung der Kraft aus näher betrachten, nach welchem die auf irgend eine Art zur Erzeugung des Stromes verwendete mechanische Arbeit aequivalent sein muss der zur Erzeugung aller Stromeswirkungen verwendeten Arbeit. 806

Wir werden dabei zunächst eine Beziehung der in absolutem elektromagnetischem Maass gemessenen elektromotorischen Kräfte und Widerstände zu diesen Arbeitsmengen aufsuchen, indem wir den Strom direct durch eine Bewegung eines Leiters hervorrufen [1]).

Wir denken uns einen geraden Leiter von der Länge L, dessen Längsausdehnung vertical steht auf den auf seine einzelnen Theile von einem entfernten Magnetpol aus wirkenden, gleichen und parallelen magnetischen Kräften (wie z. B. auf der horizontalen Componente des Erdmagnetismus). Die Intensität dieser letzteren sei gleich T. — Wird der Leiter sich selbst parallel, senkrecht gegen seine eigene Längsrichtung und die Richtung der magnetischen Kraft mit einer Geschwindigkeit F fortbewegt, so wird in ihm eine elektromotorische Kraft inducirt, deren Grösse in absolutem elektromagnetischem Maasse durch

$$E = FTL \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;. \text{(I)}$$

1) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. II. p. 429. 551. 1851.*

ausgedrückt ist. Werden die Enden des Leiters mit einander leitend verbunden, so dass der Widerstand der Schliessung gleich R ist, so erzeugt diese elektromotorische Kraft E in demselben einen Strom von der Intensität $J = \frac{FTL}{R}$. In Folge dessen stellt sich der Bewegung des Leiters eine elektromagnetische Widerstandskraft von der Grösse $K = JTL = \frac{J^2R}{F}$ entgegen. Da nun der Leiter mit der Geschwindigkeit F bewegt wird, so ist die gesammte, zu seiner Bewegung verwendete Arbeit

$$A = FK = FJTL = J.E \quad . \quad . \text{(II)} \quad \text{oder } A = J^2R \quad . \quad . \quad . \text{(III)}$$

Ist die Intensität des Stromes im Leiter $J = 1$, so ist $E = A$, also die elektromotorische Kraft in absolutem Maasse gleich der bei der Einheit der Stromintensität zur Bewegung des Leiters verwendeten Arbeit.

Uebt der im Leiter inducirte Strom keine weitere Arbeit aus, so wird dieselbe in Wärme verwandelt. Ist dann das mechanische Aequivalent der Wärme gleich a, so haben wir nach (III) diese Wärmemenge:

$$W = \frac{A}{a} = \frac{J^2R}{a} \quad . \quad . \quad . \text{(IV)} \qquad \text{und} \quad JE = aW \quad . \quad . \quad . \text{(V)}$$

Die Formel (IV) giebt das von Joule aufgestellte Gesetz für die Erwärmung des Schliessungskreises, welches hierdurch eine theoretische Begründung erhält [1]).

Setzt man in der Formel (V) $J = 1$; so ist $E = aW$, also die elektromotorische Kraft gleich dem mechanischen Aequivalent der durch einen von jener Kraft herrührenden Strom von der Intensität Eins in dem Schliessungskreis erzeugten Wärme. — Nach der Formel (IV) ist, wenn $J = 1$ ist, $aW = R$. Der in elektromagnetischem Maass gemessene Widerstand eines Leiters ist also gleich dem mechanischen Aequivalent der durch einen Strom von der in gleichem Maass gemessenen Intensität Eins in ihm erzeugten Wärme [2]).

807 Nach Aufstellung dieser allgemeineren Sätze wollen wir die einzelnen Wirkungen des Stromes näher betrachten.

Die thermischen Wirkungen des Stromes bestehen einmal in der Erwärmung der einzelnen Theile des Schliessungskreises gemäss dem

[1]) Eine ähnliche Ableitung dieses Gesetzes ist von Holtzmann, Pogg. Annal. Bd. XCI, S. 260. 1854,* gegeben worden. — [2]) Das mechanische Wärmeäquivalent ist im Folgenden stets auf eine Kraft bezogen, die der Einheit der Masse in der Zeiteinheit die Beschleunigung Eins ertheilt. Als Massen- und Längeneinheiten sind das Milligramm und Millimeter verwendet. Wir werden daher für unsere Zwecke den sonst gebräuchlichen Werth des Wärmeäquivalentes (423,55 Kilogrammmeter = 423,55 . 10^6 Milligrammmillimeter) noch mit der Beschleunigung der Schwerkraft $g = 9811$ zu multipliciren haben, so dass $a = 423{,}55 \,.\, 10^6 \,.\, 9811 = 4155 \,.\, 10^9$ ist.

Joule'schen Gesetz, sodann in den Temperaturänderungen der Contactstellen heterogener Leiter.

Das Joule'sche Gesetz haben wir schon im vorigen Paragraphen aus dem Prinzip von der Erhaltung der Kraft abgeleitet. Eine andere ähnliche Ableitung desselben, welche sich zugleich dem von Kirchhoff aufgestellten Ausdruck für das Ohm'sche Gesetz anschliesst, ist von Clausius [1]) gegeben worden.

Der Einfachheit halber nehmen wir an, es gäbe nur einen Strom positiver Elektricität, welcher die Elektricität $+Q$ in einer Richtung fortführte. Derselbe wird dann einem gleichzeitigen doppelten Strom der entgegengesetzten Elektricitäten $\pm {}^1/_2 Q$ in entgegengesetzten Richtungen gleich sein. Bewegt sich ein Elektricitätselement dq auf dem Wege ds, so ist die dasselbe in der Richtung von s bewegende Kraft $= dq\frac{dV}{ds}$, wo V die Potentialfunction der freien Elektricität in Bezug auf dq ist. Die auf dem Wege ds durch dasselbe gethane Arbeit ist demnach $A = dq\frac{dV}{ds}ds$ und die auf dem Wege von s_0 bis s_1 gethane Arbeit:

$$A = dq\int_{s_0}^{s_1} dq\frac{dV}{ds}ds = (V_1 - V_0)\,dq,$$

wo V_0 und V_1 die s_0 und s_1 entsprechenden Werthe von V sind.

Die bei einer bestimmten Bewegung der Elektricitätsmenge dq von der im Leiter wirksamen Kraft gethane Arbeit ist also gleich der Zunahme des Potentials der freien Elektricität und der Elektricitätsmenge dq aufeinander während jener Bewegung.

Ist nun dw ein Element einer geschlossenen Fläche im Leiter, deren Normale N ist, und fliesst durch dw in den inneren Raum des Leiters in der Zeiteinheit eine bestimmte Elektricitätsmenge idw ein, ist V die Potentialfunction der freien Elektricität in Bezug auf dw, so ist nach Thl. I, §. 64 $idw = k\,\frac{dV}{dN}dw$, wo k die Leitungsfähigkeit des Körpers angiebt. Um die Arbeit A beim Ein- und Ausströmen der Elektricitätsmengen durch alle Oberflächenelemente des Körpers zu erhalten, ist der Werth mit der Differenz der Potentialfunctionen V an den Ein- und Austrittsstellen zu multipliciren und sodann die Addition für alle ein- und austretenden Elektricitätsmengen durchzuführen. Statt dessen setzen wir die ausströmenden Elektricitätsmengen negativ und integriren den Werth $Vidw$ über die ganze Oberfläche. Verwandelt sich die Arbeit ganz in Wärme, ohne dass elektrolytische Processe u. s. w. auftreten, so ist der erhaltene Werth noch durch das mechanische Wärmeäquivalent a zu dividiren, um die dadurch erzeugte Wärmemenge W zu bestimmen. Dieselbe ist

[1]) Clausius, Pogg. Ann. Bd. LXXXVII, S. 415. 1852.*

$$W = \frac{1}{a}\int Vidw = \frac{k}{a}\int V\frac{dV}{dN}dw.$$

Ist der Leiter geradlinig, durchfliesst ihn der Strom nur in der Richtung seiner Axe, so ist V in jedem zur Axe verticalen Querschnitt constant, also die in ihm entwickelte Wärmemenge:

$$W_1 = \frac{1}{a}V\int idw.$$

Der Werth $\int idw$ ist die gesammte, in der Zeiteinheit durch jeden Querschnitt des Leiters strömende Elektricitätsmenge, also gleich der Intensität J des Stromes. Ist der Werth von V für zwei um die Länge s von einander entfernte Querschnitte des Leiters gleich V_o und V_s, so ist also die in dem ganzen Stücke zwischen beiden Querschnitten erzeugte Wärmemenge:

$$W_1 = \frac{1}{a}J(V_s - V_o).$$

Ist aber R der Widerstand des durch die beiden Querschnitte abgegrenzten Stückes des Leiters, so ist $J = \frac{V_s - V_o}{R}$, also auch, wie es das Joule'sche Gesetz verlangt:

$$W_1 = \frac{1}{a}J^2R.$$

Während bei der oben angegebenen Entwickelung von Thomson die elektromagnetischen Maasse der Constanten des Stromes gebraucht sind, sind in den Formeln von Clausius dieselben Werthe in mechanischem Maasse ausgedrückt. Aus den §§. 796 bis 803 gegebenen Formeln ist indess ersichtlich, dass in beiden Maassen der Werth $J^2.R$ derselbe ist, so dass auch für beide die Constante a unverändert dasselbe mechanische Wärmeäquivalent bleibt.

808 Eine Prüfung des Gesetzes der Erwärmung eines Schliessungsdrathes würde sich aus den Th. I, §. 467 und 468 angeführten Beobachtungen von E. Becquerel und Lenz [1]) ableiten lassen. Wir übergehen indess diese Beobachtungen, da bei der mangelnden Kenntniss des Stoffes der bei denselben verwendeten Dräthe die Reduction ihrer Widerstände auf absolutes elektromagnetisches Maass doch nur sehr unvollkommen und auf Umwegen ausgeführt werden kann [2]).

Eine genauere Prüfung dieses Gesetzes ist von v. Quintus-Icilius [3])

[1]) Vgl. auch eine Angabe von Weber, Resultate des magn. Vereins 1840, S. 89.* — [2]) Vgl. indess Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CVIII, S. 162. 1859.* — [3]) v. Quintus-Icilius, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 69. 1857.*

vorgenommen worden: Der Strom einer constanten Säule wurde durch einen Multiplicator geleitet. Derselbe bestand aus einer kreisförmigen, am Rande rinnenförmig ausgedrehten Holzscheibe, welche sich auf einer viereckigen, auf der magnetischen Ost-Westlinie senkrechten und horizontal befestigten Holzleiste verschieben liess. In die Rinne der Scheibe waren 89 Drathwindungen eingewunden, deren innerer Umfang 632^{mm}, deren äusserer Umfang 692^{mm} betrug. Ueber der Mitte der Holzleiste schwebte in einer kupfernen Hülse ein 120^{mm} langer und 16^{mm} dicker cylindrischer Magnetstab an einem Faden. Oberhalb desselben war an der ihn tragenden Hülse ein Planspiegel befestigt, dem gegenüber ein Fernrohr und eine Scala aufgestellt waren. Die Mittelpunkte des Magnetes und des Multiplicators lagen in einer, auf der Ebene des letzteren verticalen Linie. Durch Beobachtung der Ablenkungen des Magnetes, während durch den Multiplicator ein Strom geleitet und derselbe in verschiedene Entfernungen vom Magnet gebracht wurde, konnte der reducirte Radius desselben bestimmt werden (vgl. §. 783 Anm.). Eine in den Schliessungskreis eingeschaltete Tangentenboussole gestattete hierbei, etwaige Aenderungen der Stromintensität zu messen. — Nach diesen Bestimmungen konnte bei einer gegebenen Stellung des Multiplicators gegen den Magnetstab aus der Ablenkung des letzteren die Stromintensität in absolutem Maasse berechnet werden.

In den Schliessungskreis des Stromes wurde nun ein Stromunterbrecher und ein dünner Drath eingeschaltet, dessen Erwärmung bestimmt werden sollte. Dieser Drath war zwischen je zwei sehr dünnen kreisförmigen Ringen von 34^{mm} oder 51^{mm} Durchmesser von Elfenbein, welche durch drei Elfenbeinstäbe von 108^{mm} Länge von einander gehalten wurden, und in die im Kreise herum Löcher gebohrt waren, etwa wie die Seile auf einer Trommel zickzackförmig ausgespannt, so dass seine beiden Enden an zwei diametral gegenüberliegenden Stellen eines Ringes lagen. Diese Enden wurden an Dräthe gelöthet, welche dem zwischen den Ringen befindlichen Drath gleich waren, und letztere wieder an zwei dickere Kupferstäbe, welche in den Deckel eines Calorimeters eingesetzt waren und die Stromesleitung vermittelten.

Bei verschiedenen Versuchen wurden drei Kupferdräthe und drei Platindräthe benutzt, von denen die letzteren aus je drei, nebeneinander vom Strom durchflossenen Stücken bestanden. Ihre Widerstände wurden nach der Methode von Weber (§. 785) durch Vergleichung mit einem Widerstandsetalon in absolutem Maasse bestimmt. — Als Calorimeter wurden abwechselnd zwei cylindrische Gefässe von 62^{mm} Durchmesser und 130^{mm} oder 80^{mm} Höhe benutzt, auf welche ein kupferner Deckel geschraubt war. In denselben waren drei Glasröhren eingekittet, welche oberhalb wieder in eine Kupferplatte eingekittet waren, die auf ein zweites grösseres Gefäss von 210^{mm} Höhe und 150^{mm} Durchmesser geschraubt war. In die mittlere der drei Glasröhren war ein Thermometer eingesetzt, in die zwei anderen die Kupferdräthe, welche den im Calorimeter schwe-

benden Drath trugen. Das zweite Gefäss hing wiederum vermittelst zweier Arme in einem dritten Gefäss von 300^{mm} Höhe und 250^{mm} Durchmesser. Alle drei Gefässe waren mit Wasser, zuweilen auch mit Alkohol oder Terpentinöl gefüllt, welches das zweite Gefäss noch etwa 20^{mm} bis 30^{mm} hoch bedeckte.

Es wurde nun ein Strom durch den Drath im Calorimeter geleitet und die an dem Multiplicator abgelesene Intensität J desselben durch einen zugleich in dem Schliessungskreise befindlichen Rheostat constant erhalten. Zugleich wurde das Ansteigen der Temperatur des Calorimeters gemessen, und zu einer bestimmten Zeit der Schliessungskreis geöffnet. Eine Schwierigkeit ergab sich daraus, dass der Leitungswiderstand R der Dräthe und entsprechend die in ihm entwickelte und dem Calorimeter mitgetheilte Wärme W mit der Temperatur wächst. Bezeichnet man die Temperatur des Calorimeters zur Zeit t mit u, die Anfangstemperatur desselben mit u_0, so wird $W = \alpha\,(1 + \delta\,[u - u_0])$ zu setzen sein. Ferner giebt das Calorimeter an das umgebende Wasser, dessen Temperatur ϑ sei, eine Wärmemenge $\beta(u - \vartheta)$ ab, so dass das Ansteigen der Temperatur während der Zeit dt durch die Gleichung

$$\frac{du}{dt} = \alpha\,(1 + \delta\,[u - u_0]) - \beta\,(u - \vartheta)$$

gegeben ist. Diese Gleichung lässt sich integriren. Stellt man dann eine Reihe von Beobachtungen in gleichen Intervallen an, so kann man auch die in ihr vorkommenden Constanten eliminiren und die in dem Calorimeter erzeugte Wärmemenge bestimmen. Dies geschieht in Bezug auf β noch vollständiger, wenn man das Sinken des Thermometers im Calorimeter nach Unterbrechung des Stromes beobachtet.

Die in dem Calorimeter entwickelte Wärme W sollte nun stets dem Werth $\frac{1}{a}.J^2R$ entsprechen. Berechnet man indess $\frac{1}{a}$ aus den beobachteten Werthen W, J und R, so erhält man im Mittel aus sehr vielen Beobachtungen $\frac{1}{a} = 2{,}551 \,.\, 10^{-13}$, während die extremsten Werthe 2,409 und 2,784 sind. Hieraus ergiebt sich $a = 3919 \,.\, 10^9$, welche Zahl von dem auf die Einheit des Kraftmaasses bezogenen Arbeits-Aequivalent $a = 4155 \,.\, 10^9$ nicht allzu sehr abweicht. Berechnet man aus dem gefundenen Werth von a dasselbe Aequivalent in den gewöhnlichen Gewichtseinheiten, so ist es $a = 399{,}7$, während es sich aus den zuverlässigsten Beobachtungen etwa gleich 423,55 ergiebt. — Es kommen also die Beobachtungen von Icilius wenigstens annähernd mit der theoretischen Berechnung überein.

809 Ausser der einfachen Erwärmung des Schliessungskreises nach dem Joule'schen Gesetz treten noch die besonderen, von Peltier beobachteten Erwärmungs- und Abkühlungserscheinungen an der Berührungsstelle heterogener Leiter auf, welche der Stromintensität direct proportional sind.

Bezeichnen wir daher die in absolutem elektromagnetischem Maass

gemessene elektromotorische Kraft mit E, die ebenso gemessene Stromintensität mit J, das mechanische Wärmeäquivalent mit a, und sind C und B Constante, so ist die in dem gesammten Schliessungskreis an den Contactstellen und in den homogenen Leitern erzeugte Wärme $-CJ+BJ^2$, wobei wir C negativ setzen. — Die dieser Wärme entsprechende Arbeit muss der durch die stromerregende Kraft gelieferten Arbeit gleich sein, welche letztere nach §. 806 gleich EJ ist. Es ist demnach

$$EJ = (-CJ+BJ^2)a,$$

oder

$$J = \frac{E+aC}{aB}.$$

Die Stromintensität ist also gerade so gross, wie wenn die elektromotorische Kraft $E+aC$, der Widerstand des Schliessungskreises aB wäre. In der That, wird an den Contactstellen die gesammte Wärmemenge C bei der Stromintensität Eins absorbirt, so muss sich diese in eine elektromotorische Kraft umsetzen, welche $F = aC$ ist und der ursprünglichen elektromotorischen Kraft entgegenwirkt [1]).

Am einfachsten gestalten sich diese Verhältnisse, wenn man die elek- 810
tromotorische Kraft selbst durch directe Wärmewirkung hervorruft, also den thermischen Vorgang in dem Schliessungskreise einer Thermokette betrachtet.

Haben wir einfach einen Kreis von zwei Metallen, z. B. Wismuth und Antimon, die an den beiden Enden α und β mit einander verlöthet sind, und erwärmen wir die Löthstelle α, so entsteht in Folge der daselbst auftretenden elektromotorischen Kraft E ein Thermostrom, der vom Wismuth durch die Löthstelle α zum Antimon fliesst. Wir können nun nicht nur allein annehmen, dass die Wärme die etwaige, zwischen den Metallen statthabende elektromotorische Kraft vermehrt und ihre Stellung in der Spannungsreihe ändert, denn dann würde nur die Gleichgewichtslage der Elektricitäten auf denselben sich ändern. Ein dauernder Strom könnte aber nicht erzeugt werden. Wir müssen daher annehmen, dass durch die Wärme selbst eine besondere elektrische Differenz E an der erwärmten Löthstelle entsteht, und durch dieselbe die Elektricitäten nach entgegengesetzten Richtungen getrieben werden. — Durch den entstehenden Thermostrom wird die Löthstelle β erwärmt und es entsteht hier auch eine bestimmte (positive oder negative) thermoelektromotorische Kraft E_l, die sich zu der Kraft E in α addirt. Ist R der gesammte Widerstand der Schliessung, so ist die Intensität des durch E und E_1 in der Schliessung hervorgebrachten Stromes:

$$J = -\frac{E+E_1}{R}.$$

1) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. XI, p. 222. 1856.*

Dieser Werth erhält das negative Vorzeichen, da der Strom in entgegengesetzter Richtung fliesst, wie es die Ausgleichung der an den Löthstellen durch die Wärme von einander geschiedenen Elektricitäten durch die Löthstellen selbst bedingen würde.

Denken wir uns die Elektricitäten zu beiden Seiten der Löthstellen gelagert, so bringt der Strom bei dem Durchgang durch dieselben eine negative Arbeit hervor, welche in α gleich $-E\frac{E+E_1}{R}$, in β gleich $-E_1\frac{E+E_1}{R}$ ist. In dem übrigen Schliessungskreise ist in Folge der gewöhnlichen Erwärmung die Arbeit $\frac{(E+E_1)^2}{R}$.

Die Summe aller drei Werthe ist selbstverständlich nach dem ersten Gesetz der mechanischen Wärmetheorie gleich Null, da die Summe aller positiven und negativen Arbeit gleich Null sein muss. — Der durch die Erwärmung der Löthstelle α erzeugte Thermostrom hat eine solche Richtung, dass er für sich die Löthstelle α erkälten, β erwärmen würde. Denken wir uns die Löthstellen auf constante Temparaturen t_α und t_β erhalten, wo $t_\alpha > t_\beta$, so findet in der Thermokette ein beständiger Uebergang von Wärme von α zu β statt. — Wenden wir nun hiernach auf die Thermokette das zweite (Carnot'sche) Fundamentaltheorem der mechanischen Wärmetheorie an. Sind die Temperaturen der Löthstellen α und β nur sehr wenig von einander verschieden, also z. B. t und $t+dt$, so ist, wie bei jeder anderen vollkommenen thermodynamischen Maschine, die bei dem Uebergang der Wärme von der einen zur anderen Löthstelle geleistete (oder an ihnen selbst verlorene) Arbeit A gleich der Temperaturdifferenz dt multiplicirt mit der Menge der übergegangenen Wärme W und dividirt durch die Carnot'sche Function C, also:

$$A = \frac{W dt}{C} \quad \dots\dots\dots\dots\dots\dots \quad (1)$$

Die an den Löthstellen verlorene Arbeit A ist in Summa $\frac{(E+E_1)^2}{R}$.

Da nun aber die elektromotorische Kraft E eine Function von t ist, E_1 eine solche von $t+dt$ ist und gerade E entgegenwirkt, so werden wir $E_1 = -\left(E + \frac{dE}{dt}dt\right)$ setzen können. Dann ist die verlorene Arbeit auch

$$A = \frac{(E+E_1)^2}{R} = \frac{1}{R}\left(\frac{dE}{dt}\right)^2 dt^2 \quad \dots\dots\dots\dots \quad (2)$$

Die übergegangene Wärme W ist gerade so gross, wie die an der kälteren Löthstelle erzeugte Wärme. Da die daselbst geleistete Arbeit $-E\frac{E+E_1}{R}$ ist, so ist, wenn wiederum a das mechanische Wärmeäquivalent ist, die daselbst erzeugte Wärme $W = -\frac{E}{a}\cdot\frac{E+E_1}{R}$ oder gleich

$\frac{1}{aR} E \frac{dE}{dt} dt$. Somit ist beim Einsetzen in die Gleichung (1):

$$\frac{1}{R}\left(\frac{dE}{dt}\right)^2 dt^2 = \frac{1}{aR}\frac{E}{C}\frac{dE}{dt}dt^2,$$

d. i.:
$$\frac{dE}{E} = \frac{dt}{aC} \quad \text{. (3)}$$

oder:
$$E = ke^{\int\frac{dt}{aC}}, \quad \text{. (4)}$$

wo k eine von der Natur der Metalle abhängige Constante ist. Bestimmen wir den Werth der Carnot'schen Function C als den Werth der durch das mechanische Wärmeäquivalent dividirten und vom absoluten Nullpunkt (-273^0) an gerechneten Temperatur t, also $C = \frac{t}{a}$, so erhalten wir:

$$\frac{dE}{E} = \frac{dt}{t} \quad \text{. (5)}$$

$$E = \varepsilon t \quad \text{. (6)}$$

Es ist also die elektromotorische Kraft an jeder Löthstelle der Thermokette ihrer absoluten Temperatur direct proportional. Deshalb ist dann auch die elektromotorische Kraft einer aus zwei Metallen mit zwei Löthstellen gebildeten Thermokette der Temperaturdifferenz derselben entsprechend. — Dasselbe Resultat stimmt mit der Erfahrung überein, dass in einem geschlossenen Kreise von beliebig vielen Metallen $abcd\ldots l$ bei gleicher Temperaturerhöhung aller Löthstellen kein Strom entsteht. Ist nämlich bei einer beliebigen Temperatur die Summe der elektromotorischen Kräfte $E_{ab} + E_{bc} + E_{cd} + \cdots E_{la} = 0$, so ist, schon unabhängig von der zuletzt gegebenen Bestimmung der Carnot'schen Function, nach Gl. (4): $E_{ab} = k_{ab} f(t)$, $E_{bc} = k_{bc} f(t)$ u. s. w., also die Summe:

$$E_{ab} + E_{bc} + \cdots = (k_{ab} + k_{bc} + \cdots k_{la}) f(t) = 0,$$

eine Gleichung, welche bei allen Temperaturen t besteht. — Wir haben ferner nach Gl. (5): $\frac{dE}{dt} = \frac{E}{t}$. Ist bei zwei Thermoketten, deren eine Löthstelle auf dieselbe Temperatur t gebracht worden ist, die elektromotorische Kraft daselbst E und E_1, so verhält sich also

$$\frac{dE}{dt} : \frac{dE_1}{dt} = E : E_1,$$

so dass die Aenderungen der thermoelektromotorischen Kraft mit der Temperaturerhöhung der elektromotorischen Kraft E bei der Anfangstemperatur t direct entsprechen. Damit stimmt überein, dass die an der nicht erwärmten Löthstelle auftretende (Peltier'sche) Temperaturänderung, welche der daselbst stattfindenden Vermehrung der elektromotorischen Kraft proportional ist, bei den Metallen am bedeutendsten ist, welche bei der Erwärmung ihrer Löthstelle die stärksten Thermoströme geben [1]).

[1]) Clausius, Pogg. Ann. Bd. XC, S. 513. 1853.*

811 In einer etwas abweichenden Art kommt Thomson zu demselben Resultate.

Thomson [1]) bedient sich dabei einer anderen Form des Ausdruckes des Carnot'schen Theorems, welche sich leicht nach obigen Angaben ergiebt. Bezeichnen t und t_1 die Temperaturen der Wärmequelle und Abkühlungsstelle einer vollkommenen thermodynamischen Maschine, welche, wie die Thermokette, das Maximum der Arbeit bei den betreffenden Temperaturveränderungen liefert, sind H_t und H_{t1} die an jenen Stellen bei der Arbeit der Maschine in der Zeiteinheit eingenommenen und abgegebenen (positiven oder negativen) Wärmemengen, so ist $\frac{H_t}{t} + \frac{H_{t1}}{t_1} = 0$. Auch wenn mehrere Erwärmungs- und Abkühlungsstellen vorhanden sind, so ist stets $\sum \frac{H_t}{t} = 0$.

Sind zwei Metalle an zwei Stellen verlöthet, welche die absoluten Temperaturen t und t_1 erhalten, so sei die an diesen Löthstellen verbrauchte und entwickelte Wärme T und T_1. Dann hat man die durch diese Wärmeänderungen erzeugte elektromotorische Kraft:

$$F = a(T_1 - T) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

wo a das mechanische Wärmeäquivalent ist. Nach dem Carnot'schen Prinzip ist dann

$$\frac{T_1}{t_1} - \frac{T}{t} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Ist t_1 von t sehr wenig verschieden, dass $t_1 = t + dt$ zu setzen ist, so ist auch $T_1 = T + \frac{dT}{dt} dt$. Bei Einführung dieser Werthe in (1) und (2) ergiebt sich:

$$F = a\frac{dT}{dt}dt, \quad \frac{dT}{T} = \frac{dt}{t}, \text{ also } T = const.\, t; \quad F = a\frac{T}{t}dt = const.\, a\, .\, dt.$$

Die elektromotorische Kraft an jeder Löthstelle, welche gleich aT ist, ist also wiederum der absoluten Temperatur derselben, und die gesammte elektromotorische Kraft an beiden Löthstellen der Differenz dt ihrer Temperaturen proportional. — Eine Verification der Gleichung $F = a\frac{T}{t}dt$ wäre von Wichtigkeit, insofern sie eine Beziehung der Wärmemenge T zu der absoluten Temperatur t ergäbe. Man müsste zu diesem Zweck die elektromotorische Kraft F eines Thermoelementes in absolutem Maass messen, während seine Löthstellen eine geringe Temperaturdifferenz dt erhielten, und dann beim Durchleiten eines Stromes von bekannter Intensität durch dasselbe die an der Löthstelle erzeugte Wärmemenge T bestimmen. Hätten wir T und t bestimmt, so würden wir daraus die Wärmemenge finden, welche zur Erzeugung eines Stromes von der Intensität Eins bei verschiedenen Temperaturen erforderlich ist.

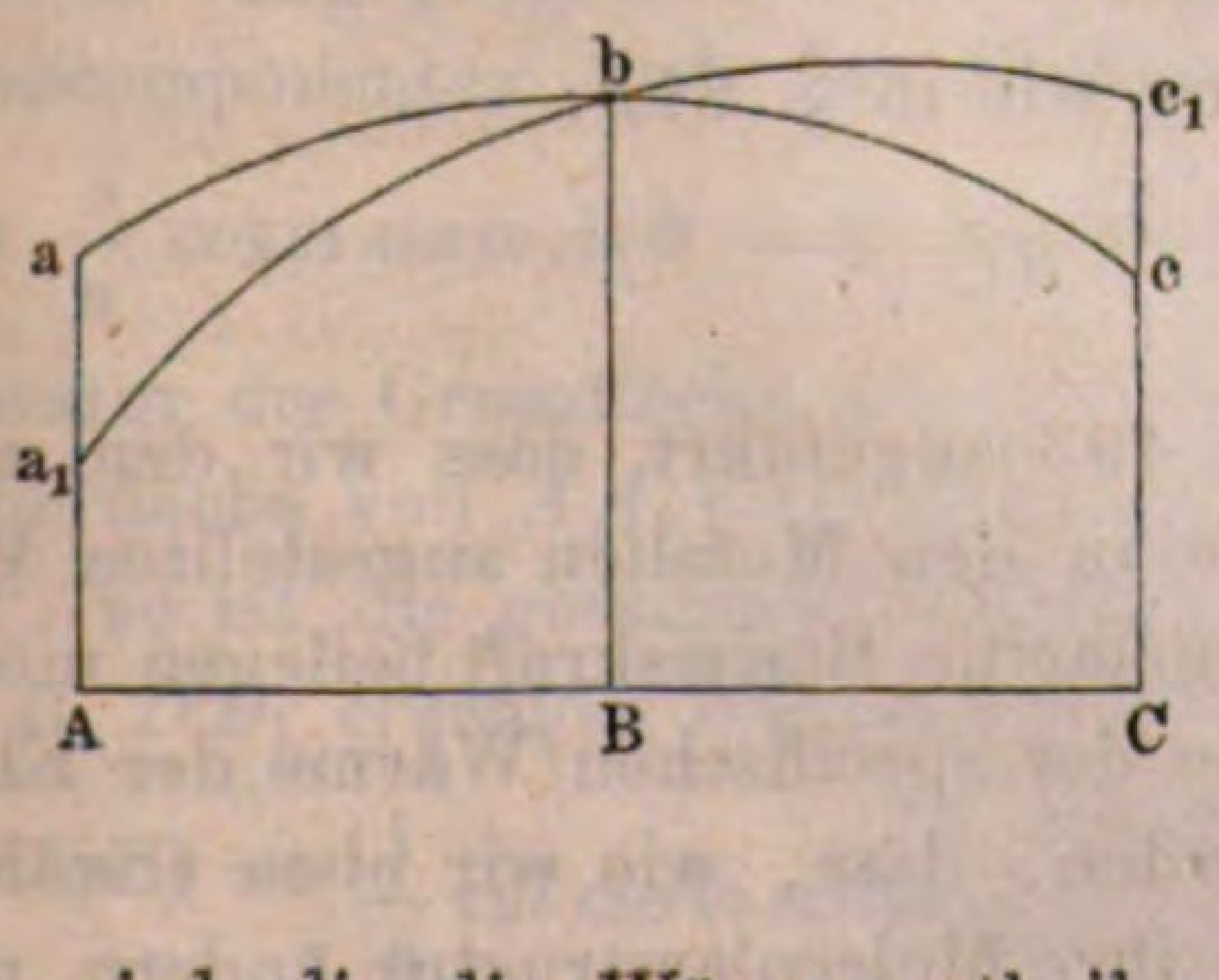
[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. XI, p. 214 u. 281. 1856.*

Diese Gesetze behalten indess nur so lange ihre Richtigkeit, als die Temperaturänderungen der Löthstellen eine gewisse Grösse nicht überschreiten. Wie wir Thl. I, §. 416 und flgde. erwähnt haben, kann bei bedeutenden Temperaturerhöhungen die thermoelektromotorische Kraft zwischen gewissen Metallen, z. B. Eisen und Kupfer, Zink und Silber u. s. w. sogar ihre Richtung ändern. Wir können dann die Richtigkeit des Carnot'schen Gesetzes bei den thermoelektrischen Erscheinungen nur beibehalten, wenn wir annehmen, dass in den einzelnen Metallen selbst, wenn verschiedene Stellen derselben ungleich warm sind, eine thermoelektrische Erregung auftrete, und beim Durchleiten des Stromes das Peltier'sche Phänomen sich herstellen könne. 812

Die einfachste Erklärung des Grundes hiervon ist die, dass mit der Erhöhung der Temperatur bei einzelnen Metallen die Molecularstructur sich ändert, und sie in der thermoelektrischen Reihe sich dann wie ein neues Metall verhalten. — Wir wissen aber aus den Thl. I, §. 426 und flgde. angeführten Resultaten, welchen Einfluss die Härte auf die thermoelektrische Stellung der Metalle hat. In einem Kreise aus Kupfer und Eisen würde daher, wenn wir annehmen, dass die Metalle mit Erhöhung der Temperatur weicher werden, bei starker Erwärmung der einen Löthstelle die Reihenfolge der einander berührenden Metalle: weiches Kupfer, weiches Eisen, hartes Eisen, hartes Kupfer, weiches Kupfer sein, von deren Berührungsstellen die erste die heisseste, die dritte die kälteste wäre. — Es ist damit durchaus noch nicht nöthig, dass jede Temperaturänderung an und für sich in den Metallen ihre Molecularstructur in der Weise ändere, dass sie eine andere thermoelektrische Stellung einnehmen. In der That bemerken wir, dass die Abweichungen von den normalen thermoelektrischen Gesetzen mit zunehmender Temperatur meist erst sehr langsam, dann aber schneller eintreten [1]).

Thomson (l. c.) nimmt dagegen an, dass beim Uebergang eines Stromes von einer heisseren zu einer kälteren Stelle eines Metalles oder in umgekehrter Richtung je nach der Natur desselben direct Wärme erzeugt werde. Indem so die kälteren Stellen erwärmt werden sollen, kommt er zu den Thl. I, §. 493 mitgetheilten Sätzen, wonach in einem an beiden Enden ungleich erwärmten Kupferstab der positive Strom, in einem Eisenstab der negative Strom der Elektricität die Wärme mit sich fortführe. Denn denken wir uns einen Metallstab ABC, Fig. 368, in dem Punkt B erhitzt, in A und C abgekühlt, so wird die die Wärmevertheilung bezeichnende Curve etwa abc sein.

Fig. 368.



[1]) Vergl. Clausius l. c.

Wird nun ein Strom von A nach C durch den Stab geleitet, der beim Uebergang von wärmeren zu kälteren Theilen desselben z. B. Wärme, bei umgekehrter Richtung Kälte erzeugt, so ändert sich die Curve der Wärmevertheilung etwa in $a_1 b c_1$ um; wie wenn der Strom die Wärme in der Richtung von A nach C mitgeführt hätte. Das Entgegengesetzte würde geschehen, wenn der Strom beim Uebergang von kälteren zu wärmeren Theilen Wärme erzeugte [1]. — Ist unter dieser Annahme die Temperatur zweier benachbarter Stellen eines Metalles t und $t + dt$, so ist die durch einen Strom von der Intensität J beim Durchgang durch diese Stellen in der Zeiteinheit erzeugte Wärme gleich $J\sigma dt$ zu setzen, wo σ eine von der Natur des betreffenden Metalles abhängige positive oder negative Constante ist. Thomson bezeichnet den Werth σ, also die in der Zeiteinheit bei der Temperaturdifferenz von einem Grad durch einen Strom von der Intensität Eins erzeugte Wärme mit dem Namen: „specifische Wärme der Elektricität in den verschiedenen Metallen“.

Haben wir, wie im §. 810, einen Kreis von zwei, an zwei Stellen verlötheten Metallen A und B, für welche der Werth σ gleich σ_1 und σ_2 ist, so werden unter Beibehaltung der dort gewählten Ausdrücke die Gleichungen (1) und (2) sich umändern in

$$F = a\,(T - T_1) - a\left(\int_t^{t_1} \sigma_1\, dt + \int_{t_1}^{t} \sigma_2\, dt\right)$$

$$\frac{T}{t} - \frac{T_1}{t_1} - \left(\int_t^{t_1} \frac{\sigma_1}{t}\, dt + \int_{t_1}^{t} \frac{\sigma_2}{t}\, dt\right) = 0$$

Ist wiederum t_1 nur um dt von t verschieden, so geben diese Ausdrücke:

$$F = a\left(\frac{dT}{dt} + \sigma_1 - \sigma_2\right) dt$$

$$\frac{d\left(\frac{T}{t}\right)}{dt} + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{t} = 0 \text{ oder } \sigma_1 - \sigma_2 = \frac{T}{t} - \frac{dT}{dt}$$

und aus beiden folgt dieselbe Gleichung wie in §. 811:

$$F = a\,\frac{T}{t}\, dt.$$

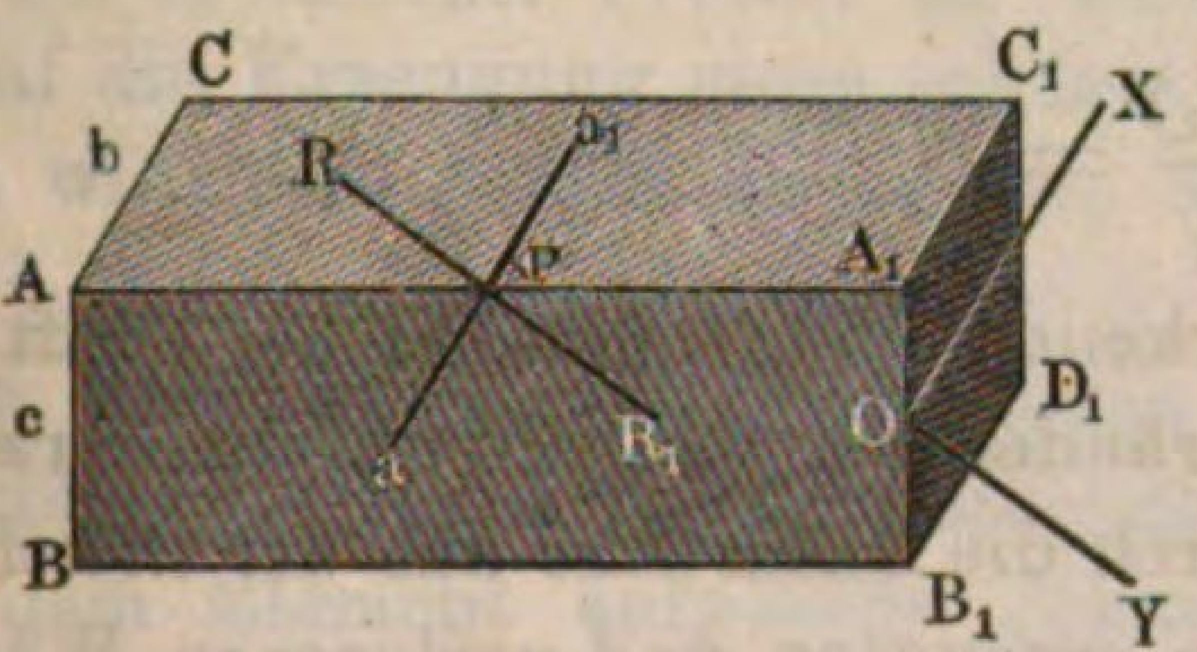
Wir haben indess schon Th. I, §. 493 angeführt, dass wir den zum Nachweis der Fortführung der Wärme in den Metallen angestellten Versuchen von Thomson keine ganz allgemeine Beweiskraft beilegen möchten. Dieselben könnten ohne Annahme der specifischen Wärme der Elektricität sehr wohl dadurch erklärt werden, dass, wie wir oben erwähnt, die Metalle bei höheren Temperaturen ihre Molecularstructur ändern, und

[1] Vergl. auch Verdet, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LIV, p. 120. 1858.*

so beim Durchgang des Stromes von heisseren zu kälteren Stellen derselben Wärme- und Kälteerzeugungen auftreten, die ganz denselben Phänomenen an den Contactstellen heterogener Metalle entsprechen.

Von denselben Betrachtungen weitergehend, berechnet Thomson [1]) die 813
thermoelektrischen Verhältnisse krystallischer Körper. Wir wollen hier nur das Verhalten solcher Körper betrachten, die eine vorherrschende Symmetrieaxe haben, wie z. B. Wismuthstangen. — Es sei $ABCDA_1B_1C_1D_1$ eine solche parallelepipedische Stange, deren Kanten $AB = b$, $AC = c$, $AA_1 = l$ seien. Ihre Spaltungsrichtung sei parallel OY, ihre auf derselben verticale Symmetrieaxe OX, welche parallel der Ebene AA_1BB_1 liege. Es mag die elektromotorische Kraft einer nach der Richtung OX aus einem Stücke Wismuth geschnittenen Stange gegen eine an ihr Ende gelöthete Stange eines Metalles M gleich ϑ, die einer nach der Richtung OY geschnittenen Stange gleich φ sein. Die Stange ABC_1D_1 sei nun ganz vom Metall M umgeben, und durch die ganze Masse werde ein Strom von der Intensität I in der Richtung AA^1 geleitet, mit welcher die Axe OX den Winkel ω mache. Die Dichtigkeit des Stromes oder seine Intensität in jeder Einheit des Querschnittes der Stange ist dann

Fig. 369.



$$i = \frac{I}{cb} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Wir können uns den Strom in der Einheit des Querschnittes in der Stange und dem umgebenden Metall an einem Punkt P ihrer Grenzfläche in zwei Componenten a_iPa_i und RPR_i parallel OX und OY zerlegen, deren Gesammtintensität $i \cos \omega$ und $i \sin \omega$ ist. Da dieselben durch die im Winkel ω gegen OX geneigte Fläche AA_1CC_1 fliessen, so wird ihre Intensität auf der Einheit dieser Fläche sein $i \sin \omega \cos \omega$ und $i \cos \omega \sin \omega$.

Ist das mechanische Wärmeäquivalent gleich a, so wird in Folge des in entgegengesetzter Richtung erfolgenden Durchganges dieser Stromescomponenten auf der Einheit jener Grenzfläche die Wärmemenge $-\frac{i}{a} \cos \omega \sin \omega . t(\vartheta - \varphi)$ absorbirt (oder erzeugt) werden, wo t die Temperatur der Grenzfläche ist. Diese Wärmemenge wird auf der Einheit der Oberfläche von AA_1CC_1 absorbirt; da die Grösse dieser Fläche gleich cl ist, so ist die gesammte auf ihr absorbirte Wärme, der eine gleiche auf BB_1DD_1 erzeugte Wärmemenge entspricht:

$$(T) = \frac{1}{a} icl \cos \omega \sin \omega . t(\varphi - \vartheta) = \frac{1}{a} I \frac{l}{b} \cos \omega \sin \omega . t(\varphi - \vartheta) \quad . (2)$$

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. XI, p. 379 u. 433. 1856.*

An den Flächen $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$, wo der Strom gleichfalls aus dem Metall M in die Stange ein- und austritt, werden ebenso die Wärmemengen

$$(\Pi) = \frac{1}{a} It(\vartheta \cos^2\omega + \varphi \sin^2\omega)$$

erzeugt und absorbirt.

Werden nun die Seitenflächen der Stange beim Hindurchleiten des Stromes I auf den Temperaturen t und t_1, und die Temperaturen der Enden $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$ gleich und constant erhalten, sind ferner die an den Seitenflächen erzeugten uud absorbirten Wärmemengen (T) und (T_1), dieselben an den Endflächen gleich $\pm (\Pi)$, so haben wir die Gleichungen

$$a\,[(T) - (T_I)] = F$$

$$\frac{(T)}{t} - \frac{(T_1)}{t_1} = 0$$

wo F die in der Richtung AA_1 wirkende elektromotorische Kraft bezeichnet, welche durch die Temperaturänderung der Seitenflächen erzeugt wird, und die Werthe (T) und (T_I) durch die Ausdrücke aus der Gleichung (2) ersetzt werden. Die an den Enden erzeugten und verlorenen Wärmemengen (Π) verschwinden hier, da sie gleich und entgegengesetzt sind. Ist t_1 von t nicht sehr verschieden, so dass wir $t_1 = t + dt$ setzen, so erhalten wir, wie in §. 812

$$F = a\,\frac{(T)}{t} dt.$$

Ist die Temperaturdifferenz dt grösser, so erhalten wir den Werth F durch Integration dieses Ausdruckes innerhalb der gegebenen Temperaturgrenzen.

Denken wir uns nun, während die beiden Seitenflächen AA_1CC_1 und BB_1DD_1 der Stange auf den Temperaturen t und t_1 erhalten werden, die Enden $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$, welche auf der constanten Temperatur t erhalten werden, mit einem Galvanometer verbunden, so wird umgekehrt durch die elektromotorische Kraft F, welche in der Richtung der Länge AA_1 der Stange wirkt, ein Strom entstehen, dessen Intensität nach Berechnung der Widerstände leicht zu finden ist.

Sind die Enden $ABCD$ und $A_1B_1C_1D_1$ dagegen auf die Temperaturen t und t_1 gebracht, und werden die Seitenflächen auf einer constanten Temperatur erhalten, so findet man ebenso die dadurch erzeugte elektromotorische Kraft:

$$F_I = a\,\frac{(\Pi)}{t}\,dt$$

$$\text{wo } (\Pi) = \frac{t}{a}(\vartheta \cos^2\omega + \varphi \sin^2\omega) \text{ ist.}$$

Bei diesen Formeln fügt Thomson stets noch ein Glied hinzu, wel-

ches die etwaige Wärmeentwickelung durch den Strom im Innern der ungleich erwärmten Metalle selbst darstellt. Wir haben uns schon über die Bedeutung desselben in §. 812 ausgesprochen. — In Betreff des Verhaltens der Metalle mit drei ungleichen Axen verweisen wir auf die Originalabhandlung.

Wir behandeln nun die chemischen Wirkungen im Schliessungskreise. — Denken wir uns zunächst in den Stromkreis eines bewegten Leiters, in dem durch magnetische Wirkungen ein Strom von der elektromotorischen Kraft E inducirt wird (§. 806), ein beliebiges galvanisches Element, z. B. eine Daniell'sche Kette, so eingeschaltet, dass sein Strom dem des bewegten Leiters entgegenwirkt. Ist dann die elektromotorische Kraft E der Kette gleich der im Leiter inducirten, so findet weder eine Wärmeentwickelung, noch ein chemischer Process im Schliessungskreise statt. Die Arbeit, welche auf die Erzeugung eines solchen in dem Element verwendet werden sollte, wird also gerade durch eine äquivalente Arbeitsmenge compensirt, welche in dem Elemente durch die chemischen Processe erzeugt werden würde, wenn dasselbe für sich einen Strom durch den Schliessungskreis schickte. Wenn die bei der Erzeugung eines Stromes von der Intensität I in dem Element aufgelöste Zinkmenge z. B. $z . I$ (wo z das elektrochemische Aequivalent des Zinks ist) und die in demselben hierbei producirte Wärmemenge gleich zIw ist, so würde die hierdurch erzeugte Arbeit $zIwa$ sein. Die durch den bewegten Leiter in seinem Schliessungskreise erzeugte Arbeit ist aber nach §. 806 $A = IE$. Dann ist also $A = zIwa = IE$, d. i. 814

$$E = zwa.$$

Die elektromotorische Kraft eines Elementes ist also in absolutem elektromagnetischem Maasse gleich dem mechanischen Aequivalent der in der Zeiteinheit in demselben bei der Einheit der Stromintensität stattfindenden chemischen Action[1]).

Wir wollen den Werth zw, also die bei der Auflösung des elektrochemischen Aequivalentes Zink erzeugte Wärmemenge, welcher die elektromotorische Kraft E proportional ist, mit dem Namen des „thermoelektrischen Aequivalentes“ des Zinks bezeichnen.

Die soeben ausgesprochenen Beziehungen sind mehrfach geprüft worden. 815

So hat Joule[2]) durch directe Versuche gefunden, dass die in einem Daniell'schen Element bei der Auflösung von 1 Grm. Zink entwickelte gesammte Wärmemenge $w = 769$ Wärmeeinheiten beträgt (769 Grm. Wasser um 1°C. erwärmen kann).

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 429 u. 551. 1851.* — [2]) Vergleiche Thomson l. c.

Das elektrochemische Aequivalent des Zinks ist $z = 0{,}03358$ Milligramm, also die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette:

$$E_d = zwa = 0{,}03358 \,.\, 769 \,.\, 4155 \,.\, 10^9 = 10730 \,.\, 10^7,$$

welcher Werth von dem direct von Bosscha (§. 792) gefundenen, $10258 \,.\, 10^7$, nicht allzusehr abweicht. — Ebenso haben Favre und Silbermann gefunden, dass 1 Grm. Zink bei der Ausfällung von Kupfer aus Kupfervitriollösung eine Wärmemenge von 714 Wärmeeinheiten entwickelt. Dieses ist aber im Wesentlichen der in der Daniell'schen Kette vorgehende chemische Process, nur dass hier die Ausfällung des Kupfers nicht an derselben Stelle erfolgt, wie die Auflösung des Zinks. — Berechnet man aus dieser Zahl, wie oben, die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette, so erhält man mit Zugrundelegung des aus Weber's elektrochemischem Aequivalent des Wassers berechneten elektrochemischen Aequivalente des Zinks $z = 0{,}03388$ Milligramm

$$E_d = 0{,}03388 \,.\, 714 \,.\, 4155 \,.\, 10^9 = 10055 \,.\, 10^7.$$

Dieser Werth stimmt noch besser mit dem von Bosscha gefundenen überein; da wohl Favre und Silbermann's Bestimmungen genauer sind, als die Messungen von Joule [1]).

Man ersieht zugleich aus diesen Berechnungen, dass man, wie wir schon Thl. I, §. 484 andeuteten, bei der Bestimmung der elektromotorischen Kraft die ganze Summe der chemischen Processe in der Kette betrachten muss, also in der Daniell'schen Kette die Auflösung des Zinks zu schwefelsaurem Zinkoxyd und die dagegen wirkende Abscheidung des Kupfers aus der Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd. Durchaus unrichtige Resultate würde man erhalten, wenn man nur die Oxydation des Zinks zu Zinkoxyd und die entgegenwirkende Reduction des Kupfers aus Kupferoxyd als Ursache der elektromotorischen Kräfte betrachtete, die

[1]) Wir wollen noch die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Säule vergleichen mit der einer Magnetelektrisirmaschine [1]), welche aus einer verticalen kreisförmigen Metallscheibe besteht, die um eine horizontale, in der Richtung des magnetischen Meridians liegende Axe rotirt, und deren Centrum und Peripherie durch einen Drath mit einander verbunden sind. Der Radius der Scheibe sei r, ihre Winkelgeschwindigkeit φ, die Zahl ihrer Umdrehungen in der Secunde n, die horizontale Componente des Erdmagnetismus sei T.

Ist dann ein Element des zum Berührungspunkt der Peripherie mit dem ableitenden Drath führenden Radius $d\varrho$ im Abstande ϱ vom Mittelpunkt gelegen, so ist die bei der Drehung der Scheibe inducirte elektromotorische Kraft

$$E_s = T \int_0^r \varphi \varrho \, d\varrho = \frac{1}{2} r^2 T \varphi = r^2 T n \pi.$$

Ist der Radius der Scheibe $r = 100^{\mathrm{mm}}$, $T = 1{,}8$, so ist $E_s = 56547\,n$. Dreht sich die Scheibe in der Secunde einmal herum, so ist also die inducirte elektromotorische Kraft $E_s = 56547$, d. h. nur $\frac{56547}{10730.10^7} = \frac{1}{1898000}$ von der der Daniell'schen Kette [2]). — [1]) Vergl. Faraday, Exp. Res. Ser. II, §. 154.* — [2]) Vergl. Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 436. 1851.*

Auflösung des ersteren und die Abtrennung des letzteren von der Säure aber nicht als wirksam ansähe.

Durch analoge Betrachtungen kann man die elektromotorische Kraft anderer Combinationen berechnen, wenn die chemischen Processe in denselben und die dabei stattfindenden Wärmeentwickelungen bekannt sind. 816

So erklärt sich auch unmittelbar das verschiedene elektromotorische Verhalten der Amalgame [1]). Dient ein Metall als positive Erregungsplatte in einer mit verdünnter Säure geladenen Kette, so muss es bei der Auflösung in der Säure in den flüssigen Zustand übergeführt werden, wozu eine bestimmte Wärmemenge W verbraucht wird, welche sich von der, der elektromotorischen Kraft äquivalenten Verbindungswärme des Metalls mit dem elektronegativen Bestandtheil und der Säure subtrahirt. Ist das Metall amalgamirt, so ist es schon verflüssigt; dagegen tritt aber auch bei seiner chemischen Verbindung mit dem Quecksilber eine bestimmte Wärmemenge W_I auf. Der Unterschied der bei der Lösung des reinen und des amalgamirten Metalles in der Säure erzeugten und der jedesmaligen elektromotorischen Kraft äquivalenten Wärmemenge ist demnach $W - W_I$. Je nachdem nun W grösser oder kleiner als W_I ist, wird die elektromotorische Kraft des Amalgams grösser oder kleiner als die des Metalls, oder jenes elektropositiver oder elektronegativer als letzteres sein. Der erste Fall trifft, wie Poggendorff (Thl. I, §. 19) gefunden und später Gaugain [2]) bestätigt hat, beim Zinkamalgam, der letzte beim Cadmiumamalgam ein. — Analog zeigt sich, wenn man Zink- und Cadmiumfeilspäne in Quecksilber löst, im ersten Falle eine Temperaturerniedrigung, im zweiten eine Temperaturerhöhung, indem die latente Schmelzwärme W des Cadmiums zu der des Zinks sich wie 13,66 : 28,13 verhält, die bei der Verbindung mit dem Quecksilber erzeugten Wärmen W_I in beiden Fällen aber wohl nur wenig von einander differiren.

Beim Eisen ist die latente Schmelzwärme wahrscheinlich noch bedeutender, sein Amalgam deshalb ebenfalls positiver als das Metall selbst. Wie Zink verhalten sich Zinn und Blei. Dagegen entwickelt sich bei der Auflösung von Kalium und Natrium im Quecksilber eine bedeutende Wärmemenge; die Amalgame sind elektronegativ gegen die reinen Metalle.

Analog verhält sich gehärteter Stahl negativ gegen ungehärteten Stahl, da zur Ueberwindung der Cohäsion des ersteren eine grössere Arbeit erforderlich ist, als bei letzterem, und diese Arbeit für die Erzeugung der elektromotorischen Kraft verschwindet.

Wir haben schon Thl. I. §. 483 erwähnt, dass, welches auch der Schliessungskreis einer Säule sei, die in demselben entwickelte Wärme- 817

[1]) J. Regnauld, Compt. rend. T. LI, p. 778. 1860;* T. LII, p. 533. 1861.* —
[2]) Gaugain, Compt. rend. T. XLII, p. 430. 1856.*

menge genau der in der Säule durch die daselbst stattfindenden chemischen Processe erzeugten Wärmemenge gleich ist, und dass dieser Satz sowohl für einen durch ein einzelnes Element, als auch durch eine Säule erzeugten Strom gilt. Hat man z. B. durch Einschaltung von verschiedenen Widerständen die Stromintensitäten J_g und J_d in dem Schliessungskreise zweier Elemente von verschiedener elektromotorischer Kraft E_g und E_d, z. B. eines Grove'schen und Daniell'schen Elementes gleich gemacht, so werden in zwei gleichen, in beiden Schliessungskreisen befindlichen Dräthen gleiche Wärmemengen in gleichen Zeiten entwickelt, wie man leicht durch Einfügung der Dräthe in ein Luft- oder Weingeistthermometer beobachten kann [1]). Da die Gesammtwiderstände R_g und R_d des Schliessungskreises sich umgekehrt wie die elektromotorischen Kräfte verhalten, so sind also auch die in denselben entwickelten gesammten Wärmemengen W_g und W_d den letzteren proportional. Es ergiebt sich dies unmittelbar aus den Formeln:

$$J_g = \frac{E_g}{R_g} = J_d = \frac{E_d}{R_d}, \text{ also}$$

$$W_g : W_d = J_g^2 R_g : J_d^2 R_d = E_g : E_d.$$

Da nun auch die elektromotorischen Kräfte dem mechanischen Aequivalent der thermischen Wirkungen der chemischen Processe in den Elementen entsprechen, so wird hier wiederum bei beiden Elementen durch einen Strom gewissermassen nur die in denselben erzeugte Wärme in dem ganzen Schliessungskreise vertheilt.

Es folgt dann auch unmittelbar aus der Formel $W = J \cdot E$, dass mit Verkleinerung des Widerstandes des Schliessungskreises der Säule, also mit wachsendem J bei gleichbleibender elektromotorischer Kraft, die in demselben entwickelte gesammte Wärmemenge bis ins Unendliche wachsen kann, indem gleichmässig die Intensität, also auch der in der Säule vor sich gehende chemische Process, zunimmt. In einem einzelnen, in den Schliessungskreis eingefügten Leiter von Widerstand r wird indess ein Maximum der Wärmeentwickelung eintreten. Die in demselben erzeugte Wärmemenge ist nämlich $w = J^2 r = \frac{E^2}{(R + r)^2} r$, wo R der Widerstand der unveränderlichen Schliessung ist. Hier erreicht aber w ein Maximum, wenn $R = r$ ist, also $J = \frac{E}{2r}$. Poggendorff hat dieses Maximum auch nachgewiesen, als er in den Schliessungskreis einer Grove'schen Kette, dessen Widerstand gleich 18,12 Einheiten des Rheostatendrathes war, drei Platindräthe von den Widerständen 9,06; 18,12; 27,18 einfügte. Diese Dräthe befanden sich in einem Thermometer von der Thl. I, §. 470 beschriebenen Construction. Die Temperaturerhöhungen desselben in gleichen Zeiten entsprachen den Zahlen 28, 34,1 und 30,8.

[1]) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 337. 1848.*

So wird sich der Vorgang gestalten, wenn das Element nur eine me- 818
tallische Schliessung hat. Sind in seinen Schliessungskreis aber Elektrolyte eingefügt, die durch den Strom zersetzt werden, so wird aus dem Schliessungskreise ein Theil der Wärme verschwinden, welcher der bei der Zersetzung gebrauchten Arbeit entspricht und gleich ist der Wärmemenge, welche bei der Wiedervereinigung der durch die Elektrolyse von einander getrennten Ionen entwickelt würde.

Diesen Satz hat Favre[1]) an einem einfachen Beispiel dargelegt. Er brachte in der mit Quecksilber gefüllten, 4 Liter haltenden Kugel seines Calorimeters sieben unten geschlossene Röhren an. In fünf derselben wurden fünf mit verdünnter Säure gefüllte und hintereinander verbundene Elemente aus Platten von amalgamirtem Zink und platinirtem Platin oder von Cadmium und Silber eingesetzt. In die sechste Röhre wurde ein Voltameter eingelegt. Die in den Elementen und in dem Voltameter entwickelten Gase wurden in darüber gestellten, umgekehrten Reagirgläsern aufgefangen. Die Ausdehnung des Quecksilbers im Calorimeter ergab folgende Wärmemengen während der Auflösung von 1 Aeq. Zink in allen 5 Elementen zusammen:

1) Säule ohne Voltameter geschlossen 18796 Cal.
2) Säule mit Voltameter geschlossen 11769 Cal.

Die erste Wärmemenge ist genau gleich derjenigen, welche bei directer Auflösung des in der Säule verbrauchten Zinks in verdünnter Säure frei geworden wäre. Der Unterschied des bei dem zweiten Versuch erhaltenen Werthes von jenem (18796 — 11769 = 7027) ist fast völlig gleich der Wärmemenge, welche zur Zersetzung des Wassers in dem Voltameter ($^1/_5$ Aeq.) verwendet werden musste. Da die Verbindungswärme von 1 Aeq. Wasserstoff mit 1 Aeq. Sauerstoff gleich 34460 ist, so hätte dieselbe 6892 sein müssen.

Bei einem anderen Versuch wurde das Voltameter mit Kupfervitriollösung gefüllt. Auf der einen Elektrode entwickelte sich Sauerstoff, an der anderen schied sich Kupfer ab.

Die während der Auflösung von 1 Aeq. Zink in der Säule erzeugte Wärmemenge betrug 12728 Cal. Addiren wir hierzu die bei der Zersetzung von $^1/_5$ Aeq. $CuO.SO_3$ verbrauchte Wärmemenge (5921), so erhalten wir wiederum nahezu die ganze in der Säule ohne Einschaltung der Kupferlösung erzeugte Wärmemenge (18649).

Wird nach Abscheidung des Kupfers im Voltameter die Richtung des dasselbe durchfliessenden Stromes umgekehrt, so löst sich das an der einen Elektrode abgesetzte Kupfer auf, und eine äquivalente Menge Kupfer schlägt sich auf der anderen Elektrode nieder. Die bei beiden Processen stattfindenden Wärmewirkungen heben sich auf. In der That ergab sich nun die während der Auflösung von 1 Aeq. Zink im Schliessungskreise erzeugte Wärmemenge gleich 18702.

Fügt man in den Schliessungskreis einer Säule andere Elektrolyte

[1]) Favre, Compt. rend. T. XXXIX, p. 1212. 1854.*

ein, bestimmt die Wärmemenge W in dem Zersetzungsapparat und subtrahirt von derselben die in letzterem als Leiter nach dem Joule'schen Gesetz entwickelte Wärme W_I, so kann man die bei der Trennung der Ionen voneinander verbrauchte, oder, was dasselbe ist, die bei ihrer Verbindung erzeugte Wärme bestimmen.

So hat z. B. Joule[1]) Kupfervitriollösung zwischen einer negativen Elektrode von Kupfer und einer positiven von Platin zersetzt und das Ansteigen der Temperatur T der Flüssigkeit dabei bestimmt. Um die specifische Wärme der letzteren zu eliminiren, wurde sodann in sie eine mit Quecksilber gefüllte spiralförmige Glasröhre von bekanntem Widerstand gelegt und durch diese ein Strom von bestimmter Intensität geleitet. Da man die in dem Glasrohre entwickelte Wärmemenge kannte, konnte auch die dem Ansteigen T der Temperatur der Zersetzungszelle hierbei entsprechende Wärmemenge bestimmt werden; also aus dem Werthe T umgekehrt die bei der Elektrolyse in der Flüssigkeit entwickelte Wärmemenge W berechnet werden. Da der Widerstand der Flüssigkeit bekannt war, war auch W_I zu berechnen. Es ergab sich die bei der Abscheidung von 1 Grm. Kupfer aus Kupfervitriollösung verbrauchte Wärme gleich 829 Wärmeeinheiten, welche der Verbindung von $Cu + O + SO_3$ entsprechen. Da bei der Auflösung einer Menge Kupferoxyd, welche 1 Grm. Kupfer äquivalent ist, in Schwefelsäure 236 Wärmeeinheiten erzeugt werden, so wäre mithin die Verbrennungswärme von 1 Grm. Kupfer $Cu . O = 593{,}6$ (statt 683,9 nach Favre und Silbermann[2]). — Bei entsprechenden Versuchen mit Zinkvitriol ergab sich die bei der Verbrennung von 1 Grm. Zink entwickelte Wärmemenge $1563 - 378 = 1185$ (statt 1292,75 nach Favre und Silbermann). Bei der Zersetzung von Wasser zwischen Platinelektroden findet Joule die Verbrennungswärme von 1 Grm. Wasserstoff ebenso gleich 33557 (statt 34462 nach Favre und Silbermann).

Aehnliche Bestimmungen, welche indess für die Lehre vom Galvanismus kein specielles Interesse darbieten, könnten leicht für andere Elektrolysen ausgeführt werden.

819 Wir wollen jetzt die einzelnen Vorgänge bei der Elektrolyse näher betrachten, wenn durch die Abscheidung der Ionen eine Polarisation auftritt[3]). Ist die ursprüngliche Intensität des durch die Zersetzungszelle geleiteten Stromes gleich J, der Widerstand des Schliessungskreises gleich r, so ist die in demselben in der Zeiteinheit entwickelte Wärmemenge gleich $\frac{1}{a} r J^2$ (wo a das mechanische Wärmeäquivalent ist), während sich gleichzeitig in der Säule die Zinkmenge (in Aequivalenten) αJ löst. Wir nehmen hierbei die Intensität des Stromes als Eins, die in der Zeiteinheit α Aequivalente Zink aus Zinkvitriol abscheidet. Entsteht in dem in den Schliessungskreis eingeschalteten Zersetzungsapparat eine Polarisation, durch welche die

[1]) Joule, Phil. Mag. [4.] T. III, p. 481. 1852.* — [2]) Vergl. Favre und Silbermann, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XXXVII, p. 441. 1853.* — [3]) Vergl. Koosen, Pogg. Ann. Bd XCI, S. 525. 1854.*

Stromintensität auf i, die Zahl der in der Zeiteinheit gelösten Aequivalente Zink auf αi reducirt wird, so ist die nun im Schliessungskreise entwickelte Wärme $\frac{1}{a} ri^2$, und nebenbei wird bei der Abscheidung von αi Aequivalenten der Ionen des Elektrolytes eine Wärmemenge W absorbirt. Die gesammte, bei der Auflösung von einem Aequivalent Zink geleistete Arbeit oder erzeugte Wärme muss aber in den beiden Fällen gleich sein, also

$$\frac{1}{a}\frac{rJ^2}{\alpha J} = \frac{W + \frac{1}{a} ri^2}{\alpha i}, \text{ d. h. } W = \frac{1}{a} r(J-i)i.$$

Dies ist also die durch die Abscheidung der Ionen im Schliessungskreise verlorene Wärme. Durch diese Abscheidung werden aber die Elektroden polarisirt, und die elektromotorische Kraft der Polarisation ist $p = r(J - i)$. Wird nun der Zersetzungsapparat für sich durch einen Drath geschlossen, und ist der Widerstand der neuen Schliessung r_1, so ist die Stromintensität in derselben $(J - i)\frac{r}{r_1}$, die Menge der in der Zeiteinheit sich wieder vereinenden Ionen an den Elektroden gleich $\alpha(J - i)\frac{r}{r_1}$ Aeq. und die erzeugte Wärmemenge $W_1 = \frac{1}{a}(J - i)^2 \frac{r^2}{r_1}$. Wären die ganzen αi Aequivalente der durch den primären Strom abgeschiedenen Ionen auf den Elektroden verblieben und vereinten sich wieder, so wäre die hierbei erzeugte Wärmemenge gleich

$$W_1 . \frac{\alpha i}{\alpha(J-i)\frac{r}{r_1}} = W.$$

Die bei der Erzeugung der Polarisation verschwundene Wärme oder verlorene Arbeit wird also in dem durch dieselbe hervorgerufenen Strome wieder gewonnen, so dass auch hier kein Kraftverlust stattfindet, sondern die verlorene Kraft gewissermaassen nur in den an den Elektroden abgeschiedenen Ionen angesammelt ist. — Der Werth W ist im Maximum, wenn $i = \frac{1}{2} J$, also die elektromotorische Kraft der Polarisation die Hälfte der elektromotorischen Kraft des polarisirenden Stromes ist.

Würden wir die Zersetzungszelle mit Kupfervitriollösung füllen und mit Kupferelektroden versehen, so würde die ganze bei der Elektrolyse geleistete Arbeit nur in einer Ueberführung von Kupfer und unzersetztem Salz, oder, bei Anwesenheit eines porösen Diaphragma, auch von Lösung von der einen Elektrode zur anderen bestehen. Die hierzu verwendete Arbeit wäre sehr klein, wenn der Aggregatzustand des gelösten und abgeschiedenen Kupfers derselbe wäre, indem die bei der Abscheidung verlorene Arbeit der bei der Auflösung gewonnenen gleich wäre. Dann wäre

die Polarisation gleich Null, und fast die ganze Arbeit des Stromes im Elektrolyt bestände in Wärmeentwickelung. Dächten wir uns die Lösung durch eine andere Kupferlösung von *n* fachem Querschnitt oder *n* facher Leitungsfähigkeit ersetzt, aber von *n* facher Länge, so würde die Intensität des Stromes dieselbe, die in jedem Querschnitt der Lösung stattfindende chemische Wirkung ebenfalls dieselbe sein, wie vorher; also der ganze chemische Effect in der Lösung mit wachsender Länge *l* bis zu unendlicher Grösse wachsen. Dies kann geschehen, da die bei den Zersetzungen und Wiedervereinigungen der Ionen in jedem Querschnitt verlorenen und gewonnenen Arbeiten sich gerade aufheben, und nur an den Elektroden selbst bei der wirklichen Abscheidung eines Ions Arbeit verbraucht wird. In dieser Beziehung ist der chemische Effect, wie wir ihn hier aufgefasst haben, ganz anderen Gesetzen unterworfen, wie der thermische Effect des Stromes [1]).

820 Die bisherige Betrachtung setzt voraus, dass die Wärmemenge, welche in einem Schliessungskreise sich entwickelt, in dem eine Polarisation auftritt, stets dem Joule'schen Gesetz entsprechend erzeugt wird, dass also das mechanische Aequivalent der thermisch-chemischen Processe im Schliessungskreise (bei der Einheit der Stromintensität) äquivalent ist der elektromotorischen Kraft in demselben. Dies ist indess nur in dem Fall von allgemeiner Gültigkeit, wo die an den Elektroden abgeschiedenen Ionen des Elektrolytes nicht an denselben in allotrope Modificationen übergehen, also vollständig in unverändertem Zustande, wie sie die Polarisation hervorrufen, auch von denselben entweichen [2]).

Schon die Betrachtung der Wasserzersetzung liefert ein Beispiel dieser Art.

Es sei die elektromotorische Kraft der Daniell'schen Säule $= D$,
also die elektromotorische Kraft der Polarisation von
Platinplatten durch $\overset{\circ}{H}$ und $\overset{\circ}{O}$ nach Thl. I, §. 330 $= 2{,}33\,D$.
Es ist ferner das thermoelektrische Aequivalent der Processe in der Daniell'schen Säule $(D) = 0{,}02468$ [3]),
dann ergiebt sich daraus das thermoelektrische Aequivalent der Verbindung von 1 Aeq. $\overset{\circ}{H}$ mit 1 Aeq. $\overset{\circ}{O}$

$$(\overset{\circ}{H}\overset{\circ}{O}) = 2{,}33 \;.\; 0{,}02468 = 0{,}0575.$$

Die Verbrennungswärme von 1 Grm. Wasserstoff ist nach Favre und Silbermann gleich 34462 Wärmeeinheiten, das elektrochemische Aequivalent des Wasserstoffs gleich 0,001042 Milligramm; also würde hiernach das thermoelektrische Aequivalent des Wassers sein:

$$(HO) = 34{,}462 \;.\; 0{,}001042 = 0{,}0359.$$

Die Differenz der beiden erhaltenen Werthe erklärt sich daraus, dass

1) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 347. 1848.* — 2) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 487. 1858.* — 3) Mit Zugrundelegung der Bestimmung der elektromotorischen Kraft der Daniell'schen Säule von Bosscha (§. 792).

bei der Elektrolyse die Gase im activen Zustande abgeschieden sind. Die Differenz würde also der Wärmemenge entsprechen, welche bei dem Uebergang der elektrochemischen Aequivalente jener Gase aus dem activen in den gewöhnlichen Zustand entwickelt wird.

Bezeichnen wir die thermoelektrischen Aequivalente der activen und der gewöhnlichen Gase durch $(\mathring{H})$, (H), $(\mathring{O})$, (O), so würde demnach $(\mathring{H} - H) + (\mathring{O} - O) = 0{,}0216$ sein, wo wir vorläufig vom theoretischen Standpunkte aus auch eine active Modification des Wasserstoffs annehmen.

Setzt man nun aber ein Voltameter in ein Calorimeter, und bestimmt 821
die während der Entwickelung von 1 Aeq. Wasserstoff und Sauerstoff in demselben erzeugte Wärme, so findet man dieselbe gerade so gross wie die Wärme, welche in einem Drath entwickelt wird, der, an Stelle des Voltameters eingeschaltet, den Strom eben so stark schwächt, wie der Polarisationsstrom des Voltameters; welche Wärmemenge um die bei der Verbindung von 1 Aeq. gewöhnlicher Wasserstoff mit Sauerstoff erzeugte Wärme vermindert werden muss [1]). — Diese Erscheinung bietet eine doppelte Eigenthümlichkeit. Zuerst sollte der auf die Entwickelung der Gase verwendete Wärmeverlust nicht in dem Voltameter allein auftreten, sondern in dem ganzen Schliessungskreise der Säule sich bemerkbar machen, da der Polarisationsstrom denselben ganz durchfliesst.

Ist indess

die elektromotorische Kraft der Kette E,
die elektromotorische Kraft der Polarisation im Voltameter . . . p,
der Widerstand der Schliessung mit Ausschluss des Voltameters . R,
der Widerstand des Voltameters r,
der Widerstand des an seine Stelle gesetzten Drathes ϱ,

so ist die Intensität i des Stromes bei Einschaltung des Voltameters und bei Einschaltung des Drathes

$$i = \frac{E - p}{R + r}; \quad i = \frac{E}{R + \varrho},$$

also bei der Elimination von R:

$$\varrho = \frac{p}{i} + r.$$

Ist nun der Widerstand der Leiter sowie die Stromintensität in absolutem Maass gemessen, so sind die in dem Drath r und dem Voltameter durch den Strom während der Zeiteinheit entwickelten Wärmemengen

$$w_r = \frac{i^2 r}{a}; \quad w_\varrho = \frac{i^2 \varrho}{a} = \frac{ip}{a} + \frac{i^2 r}{a},$$

wo a das mechanische Wärmeäquivalent bezeichnet. Die Differenz beider

[1]) Woods, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 271. 1851.*

Wärmemengen $\frac{ip}{a}$, also die im Voltameter verlorene Wärme ist aber nach den Definitionen des §. 819 gerade gleich der Wärmemenge, welche durch die Verbindung der die Polarisation erzeugenden Gase in dem Voltameter hervorgebracht wird, wie es auch das Experiment ergiebt.

Es sollte ferner im Voltameter der Wärmeverlust der Verbrennungswärme der im activen Zustande von einander geschiedenen Gase entsprechen. Indess entweichen nur äusserst geringe Mengen derselben wirklich im activen Zustande aus dem Apparat; die grössten Mengen gehen schon in demselben in den gewöhnlichen Zustand über; die dabei erzeugte Wärme bleibt im Apparate selbst [1]).

822 Der Uebergang der elektrolytisch abgeschiedenen Gase in ihre allotropen Modificationen findet zum Theil an den Elektroden selbst statt; namentlich bei geringer Dichtigkeit des Stromes. Die elektromotorische Kraft der Polarisation verringert sich dadurch. Ohne eine genaue Kenntniss dieser Verminderung ist eine Ableitung des thermischen Aequivalentes der gesammten chemischen Processe im Schliessungskreise aus der elektromotorischen Kraft in demselben nicht möglich. Ein anderer Theil der Gase verlässt die Elektroden unverändert und setzt sich erst in der sie umgebenden Flüssigkeit um. Der §. 820 entwickelte Werth des thermoelektrischen Aequivalentes $(\overset{o}{H}) - (H) + (\overset{o}{O}) - (O) = 0{,}0216$ wäre also nur richtig, wenn die Gase die Elektroden vollständig im activen Zustande verliessen und sich erst in der Flüssigkeit ganz in den gewöhnlichen Zustand umsetzten. Dem ist jedoch nicht so. Verlassen verschiedene Bruchtheile α und β der Gase die Elektroden im activen Zustande, so wäre dann die elektromotorische Kraft der Polarisation gleich

$$a[(HO) + \alpha(\overset{o}{O} - O) + \beta(\overset{o}{H} - H)],$$

wo a das mechanische Wärmeäquivalent darstellt. — Combinirt man daher in verschiedenen Elektromotoren Zink in verdünnter Schwefelsäure als positive Erregerplatte mit anderen gleichfalls in verdünnter Schwefelsäure befindlichen Metallplatten, so wird an der ersteren stets der Sauerstoff absorbirt, und die elektromotorische Kraft wird dargestellt durch den Ausdruck $a[(Zk\,.\,O\,.\,SO_3) - (HO) - \beta\,(\overset{o}{H} - H)]$. Es ist nun durchaus nicht nöthig, dass der Werth β, also die Quantität Wasserstoff, welche die negative Erregungsplatte im activen Zustande verlässt und sich erst in der Flüssigkeit in den gewöhnlichen Zustand umsetzt, bei allen Metallen gleich sei. Deshalb können die elektromotorischen Kräfte jener Combinationen verschieden sein, obgleich der chemische Process in allen derselbe zu sein scheint. — Bosscha hat aus den Beobachtungen von Lenz und Saweljew (Thl. I, §. 134) die elektromotorischen Kräfte E einer Reihe solcher Combinationen

[1]) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CI, S. 535. 1857.*

mit der Kraft einer Daniell'schen Säule $D = 1$ verglichen, wobei er indess für den von jenen Beobachtern gefundenen Werth der elektromotorischen Kraft der letzteren (2,17) den Werth 2,41 substituirt. Da das thermoelektrische Aequivalent der Daniell'schen Kette $(D) = 0{,}02468$ ist, so erhält er das thermoelektrische Aequivalent der betreffenden Combinationen $F = \frac{E}{2{,}41} \cdot 0{,}02468$. Wird hierzu das thermoelektrische Aequivalent $(ZK.O.SO_3) = 0{,}05625$ addirt und $(HO) = 0{,}03590$ subtrahirt, so erhält man das thermoelektrische Aequivalent der Allotropisirung des von der Metallplatte im activen Zustande entweichenden Wasserstoffs $\beta(\overset{o}{H} - H)$ bei

Platin	Eisen	Kupfer	Zinn	Quecksilber	Zink
0,01113	0,01216	0,01574	0,02127	0,02957	0,02966

Es würde nach diesen Erfahrungen das Platin den Wasserstoff leichter aus dem activen in den gewöhnlichen Zustand überführen, als das Eisen u. s. f. [1]).

Aus den Thl. I, §. 134 angeführten Gründen, welche die Resultate von Lenz und Saweljew weniger genau erscheinen lassen, möchten wir indess diesen Werthen keine grosse Bedeutung beilegen.

Den Werth $\beta(\overset{o}{H} - H)$ beim Entweichen des Wasserstoffs am Platin, 823
ebenso wie den entsprechenden Werth $\alpha(\overset{o}{O} - O)$ hat Bosscha (l. c.) auch direct gemessen, indem er einmal die elektromotorische Kraft A eines Grove'schen Elementes bestimmte, in welchem die Salpetersäure durch verdünnte Schwefelsäure ersetzt war, so dass sich an der Platinplatte Wasserstoff abschied; und zweitens in den Schliessungskreis einer Säule von drei Daniell'schen Elementen ein Grove'sches Element einsetzte, in welchem das Zink und die verdünnte Schwefelsäure durch Kupfer und Kupfervitriollösung ersetzt war, so dass sich an der Platinplatte desselben Sauerstoff abschied. Nach Abzug der elektromotorischen Kraft $3D$ der Daniell'schen Elemente ergiebt sich die elektromotorische Kraft B der letzteren Combination. Es sind dann die thermoelektrischen Aequivalente:

$$(A) = (Zk.O.SO_3) - (HO) - \beta(\overset{o}{H} - H) = 0{,}316\,(D) \qquad 1.$$

$$(B) = (HO) + \alpha(\overset{o}{O} - O) + (Cu.O.SO_3) - (HO) = 1{,}697\,(D) \qquad 2.$$

Ferner ist $(Zk.O.SO_3) - (Cu.O.SO_3) = (D)$. 3.

Das thermoelektrische Aequivalent der letzteren Combination ist $(D) = 0{,}02468$, also das der ersteren $(A) = 0{,}00780$ und $(B) = 0{,}04188$. Da endlich nach Favre und Silbermann die thermoelektrischen Aequivalente $(Zk.O.SO_3) : (Cu.O.SO_3) = 1{,}782 : 1$ sich verhalten, so folgt hieraus und aus dem Werth (D) der Werth $(Zk.O.SO_3) = 0{,}05625$ und $(Cu.O.SO_3) = 0{,}03157$. Subtrahirt man diese Werthe von (B), und ausser

[1]) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 487. 1858.*

denselben noch das thermoelektrische Aequivalent des Wassers (0,03590) von (A), so ist $\beta(\overset{o}{H} - H) = 0{,}01255$ und $\alpha(\overset{o}{O} - O) = 0{,}01031$.

Den gefundenen Werthen $\beta(\overset{o}{H} - H)$ und $\alpha(\overset{o}{O} - O)$ müssen die an den Elektroden erzeugten Wärmemengen entsprechen. Deshalb beobachtete auch Thomson (vergl. Thl. I, §. 486), dass in einem Voltameter mit einer negativen Elektrode von Zink eine grössere Wärmemenge erzeugt wird, als mit einer negativen Elektrode von Platin. Dasselbe Resultat erhielt Bosscha mit grösserer Sicherheit, als er in einen Stromkreis zwei Voltameter einschaltete, und nun abwechselnd in das erste eine Platinplatte, in das zweite eine Zinkplatte oder eine sehr stark amalgamirte Kupferplatte als negative Elektrode oder umgekehrt einsetzte. Die Stromintensität blieb dabei constant. Jedoch zeigte im ersten Falle das erste Voltameter beim Einsenken eines Thermometers eine geringere Erwärmung als im zweiten.

Je nachdem der Werth $\beta(\overset{o}{H} - H)$ oder $\alpha(\overset{o}{O} - O)$ an der einen oder anderen Elektrode eines Voltameters bedeutender ist, ist auch die daselbst stattfindende Erwärmung grösser. Meist ist indess die positive Elektrode wärmer, und nur wenn z. B. an derselben keine Polarisation besteht, tritt das Entgegengesetzte ein.

In einem Voltameter mit zwei Platinelektroden steigt in der ersten Zeit des Durchleitens des Stromes die Temperatur an der positiven Elektrode schneller an, später ist der Zuwachs der Temperatur an beiden Elektroden nahezu gleich, indem wohl die Polarisation an denselben verschieden schnell ihr Maximum erreicht [1]).

824 Tritt eine Polarisation in der Säule selbst auf, so können die angeführten Erscheinungen auch hier auf die Vertheilung der Wärme im Schliessungskreise von Einfluss sein. Ist das thermoelektrische Aequivalent aller chemischen Processe in der Säule gleich W; verlässt aber während der Auflösung eines Aequivalentes des positiven Metalles ein Theil des an dem negativen Metall im activen Zustande abgeschiedenen Gases dasselbe und wandelt sich erst in der Flüssigkeit um, wodurch die Wärme w frei wird, so ist die elektromotorische Kraft nur $a(W - w)$, wo a das mechanische Wärmeäquivalent ist. Die in dem Schliessungskreise durch einen Strom von der Intensität i in der Zeit t verbreitete Wärme ist dann gleich $it(W - w) = i^2Rt$, wo R der Widerstand der Schliessung ist. — Ein Beispiel hierzu liefern die Thl. I, §. 484 erwähnten Versuche von Favre [2]), bei denen er ein in seinem Calorimeter befindliches Smee'sches Element, Zink und platinirtes Kupfer in verdünnter Schwefelsäure ($^1/_{50}$) durch 5 Dräthe von Platin von $0{,}265^{mm}$ Dicke und 25, 50, 100 und 200^{mm} Länge schloss. Indem er die Platindräthe selbst zuerst in die eine

[1]) Tip. Over de electrische warmte etc. Dissertation. Utrecht 1854. — [2]) Favre, Ann. de Chim. et de Phys. [3.] T. XL, p. 293. 1854.*

Muffel des Calorimeters senkte, dann aber ausserhalb derselben liess, konnte er die Wärmemengen bestimmen, welche einmal in der ganzen Schliessung, sodann in dem Elemente und den Schliessungsdräthen einzeln während der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff entwickelt wurden. Im ersteren Falle betrug die gesammte Wärmemenge constant 18092 bis 18247 Wärmeeinheiten, im zweiten betrugen die Wärmemengen W_0 und W_1:

Länge des Drathes l.	W im Element.	W_1 im Schliessungsdrath.
25	13127	4965
50	11690	6557
100	10439	7746
200	8992	9030

Würde die ganze durch die chemischen Processe in der Säule frei werdende Wärme sich in der Schliessung, gemäss dem Joule'schen Gesetz, gleichmässig vertheilen, so müsste, wenn L der Widerstand im Element, l der des Schliessungskreises wäre, sich stets $W_0 : W_1 = L : l$ verhalten. Berechnet man indess L aus den 4 Versuchen, so erhält man verschiedene Werthe. Nimmt man aber nach den oben ausgeführten Betrachtungen an, dass in der Säule eine Wärmemenge w an den Elektroden auftritt, die sich in der Schliessung durch den Strom nicht vertheilt, so ist die Proportion $W_0 - w : W_1 = L : l$ anzusetzen. Als wahrscheinlichsten Werth von w erhält man dann $w = 7589$. Diese Wärmemenge würde also bei dem Uebergang des die negative Elektrode im activen Zustande verlassenden Wasserstoffs in den gewöhnlichen Zustand in der Flüssigkeit der Säule frei werden. — Zu ähnlichen Resultaten führen andere Versuche von Favre[1]), bei denen er aus der in dem Schliessungsdrath eines Smee'schen Elementes frei werdenden Wärme die während der Auflösung von 1 Aeq. Zink im ganzen Schliessungskreise frei werdende Wärme nach dem Verhältniss der Widerstände des Drathes und Elementes berechnet, und stets eine um etwa nur $w = 3600$ Einheiten zu kleine Wärmemenge findet. Favre schreibt diese Abweichung auf einen besonderen Zersetzungswiderstand, der sich zum Widerstand in der Kette addirt, so dass in ihr eine grössere Wärmemenge als die berechnete entwickelt wird. Sie hängt aber jedenfalls von den oben erwähnten Gründen ab. Die kleine Zahl 3600 ist vielleicht dadurch bedingt, dass die Intensität des Stromes klein war, also die Polarisation sich nicht völlig herstellte. Zu denselben Resultaten führt auch eine speciellere Betrachtung der weniger genauen Versuche von Joule (Thl. I, §. 482), durch welche er unter einer nicht richtigen Annahme sein Erwärmungsgesetz auch bei Elektrolyten nachweisen wollte[2]).

Man kann hiernach die elektromotorische Kraft der Smee'schen Kette berechnen. Bei der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff werden

[1]) Favre, Compt. rend. T. XLVII, p. 599. 1858* (vergl. auch de la Rive, Arch. de Genève. Nouv. Ser. T. IV, p. 81 und ibid. p. 355. 1859.* — [2]) Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CVIII, S. 312. 1859.*

in der Kette 18137 Wärmeeinheiten frei; subtrahirt man hiervon 7589 Einheiten und multiplicirt mit dem elektrochemischen Aequivalent des Wasserstoffs, so erhält man das thermoelektrische Aequivalent der an der Strombildung wirklich Antheil nehmenden chemischen Processe in der Smee'schen Säule = 0,01098. Da das thermoelektrische Aequivalent der Processe der Daniell'schen Säule gleich 0,02468 ist, so ist mithin die elektromotorische Kraft der Smee'schen Kette mit Einschluss der Polarisation gleich 0,44 D.

825 In Bezug auf den Sauerstoff, welchen wir im activen Zustande als Ozon kennen, kann man das Princip der hier nach Bosscha ausgeführten Ableitungen wohl als richtig ansehen. Beim Wasserstoff kennen wir mit Sicherheit noch nicht eine active Modification und dürfen deshalb die von Bosscha gegebenen Erklärungen vorläufig nur als hypothetisch ansehen. Jedenfalls erscheinen sie viel einfacher und sachgemässer, als eine von Joule und Thomson [1]) aufgestellte Hypothese, durch welche die Abweichung der im Vergleich zur elektromotorischen Kraft D der Daniell'schen Säule aus den chemischen Processen berechneten Kraft der Smee'schen Säule (0,80 D) von dem direct beobachteten Werth derselben (0,65 D) erklärt werden soll. Es sollte hiernach ein besonderer Widerstand auftreten, welcher entstände, wenn sich der Wasserstoff bei der Elektrolyse an einer oxydirbaren Platte entwickelte.

826 Wollte man die bei der Verbindung äquivalenter Mengen verschiedener Stoffe frei werdenden Wärmemengen proportional setzen den elektromotorischen Kräften der entsprechenden galvanischen Combinationen, in welchen jene Verbindungen vor sich gehen, so würde man bei Anwendung von Säulen, in denen eine Polarisation auftritt, nach dem Vorhergehenden grossen Irrthümern ausgesetzt sein. Es müsste stets erst zu der elektromotorischen Kraft noch das mechanische Aequivalent der Wärmemengen addirt werden, welche bei der Umsetzung der von den Elektroden entweichenden Stoffe in ihre allotropen Modificationen entstehen.

Wenn man z. B. aus den Verbindungswärmen von 1 Grm. Kali mit Schwefelsäure oder Salpetersäure (342,2 und 329,7) die elektromotorischen Kräfte E_s und E_n der Kali-Schwefelsäure- und Kali-Salpetersäurekette berechnet, indem man die Kraft der Daniell'schen Kette $D = 2{,}41$ setzt, so erhält man $E_s = 1{,}64$ und $E_n = 1{,}58$, während diese Werthe nach den Versuchen von Lenz und Saweljew zwischen 2,19 und 0,98 schwanken, je nachdem man verschiedene Elektroden verwendet oder die Kette bei der Bestimmung mit einer constanten Kette so combinirt, dass der Strom an der einen oder anderen Elektrode den Wasserstoff ausscheidet. Der Werth ist meist höher, wenn sich das Kali an der negativen Elektrode befindet. Der Grund dieser Abweichun-

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4.] Vol. II, p. 431 u. 555. 1851.*

gen liegt hier wieder in den oben berührten Verhältnissen, wobei noch der Umstand hinzutritt, dass die Mengen der im activen Zustande an den Elektroden entweichenden Gase bei verschiedenen Lösungen verschieden ist, wie ja auch nach Buff (Thl. I, §. 339) die Polarisation von Platinplatten in Kalilauge 3,33 D, in verdünnter Schwefelsäure 2,56 D ist.

Nur mit Berücksichtigung dieser Umstände ist das elektromotorische Gesetz in Uebereinstimmung mit der Voraussetzung der Aequivalenz zwischen den elektromotorischen Kräften und dem mechanischen Aequivalent der den chemischen Processen in der Kette entsprechenden Wärmeänderungen [1]).

Ebenso würde man ohne Berücksichtigung dieser Verhältnisse sich grossen Fehlern aussetzen, wenn man direct aus der Vergleichung der elektromotorischen Kräfte verschiedener Ketten, in denen eine Polarisation auftreten kann, das thermische Aequivalent der direct in ihnen beobachteten chemischen Processe ableiten wollte [2]).

Wird eine Säule von der electromotorischen Kraft E durch einen ein- 827
fachen Schliessungskreis von dem Widerstand R geschlossen und ist die Intensität des Stromes in demselben J; wird gleichzeitig in der Zeiteinheit in der Säule die Zinkmenge zJ gelöst, und die ganze in der Säule erzeugte Arbeit im Schliessungskreise in Wärme umgewandelt, so ist die Menge derselben in der Zeiteinheit $W = \frac{1}{a}\, J^2 R = \frac{1}{a}\, J E$; die während der Auflösung von einer Gewichtseinheit Zink erzeugte Wärmemenge also $W_0 = \frac{1}{a} \frac{J^2 R}{zJ} = \frac{1}{a} \frac{JR}{z} = \frac{1}{a} \frac{E}{z}$, wo a das mechanische Wärmeäquivalent ist. Die dieser Wärme entsprechende Arbeit ist (vgl. §. 814)

$$A_0 = \frac{JR}{z} = \frac{E}{z}.$$

Diese Beziehung gilt indess nur so lange, als die elektromotorische Kraft E, oder bei gleichbleibendem Widerstande R die Stromintensität J in dem Schliessungskreise constant bleibt. Findet dies nicht statt, so muss ausser der Wärmeentwickelung im Schliessungskreise noch andere Arbeit durch den Strom verrichtet werden. Solcher Art sind z. B. die in §. 819 u. flgde. betrachteten, mit dem Auftreten der Polarisation verknüpften Erscheinungen. — Analoge Verhältnisse treten ein, wenn auf irgend eine Art in dem Schliessungskreise Inductionsströme erregt werden. Wird durch diese die Intensität J des Stromes auf den Werth i reducirt, so wird in der Zeiteinheit im Schliessungskreise selbst die Wärmemenge $\frac{1}{a}\, i^2 R$ erzeugt, welche der Arbeit $i^2 R$ entspricht, und zugleich dabei die Zinkmenge zi gelöst. Die der Einheit der aufgelösten Zinkmenge in dieser Art entspre-

[1]) Weitere Ausführungen hierüber siehe Bosscha, Pogg. Ann. Bd. CV, S. 396. 1858.* — [2]) Vergl. u. A. die Bestimmungen von Marié Davy und Troost, Ann de Chim. et de Phys. T. LIII, p. 423. 1858.*

chende Arbeit wäre jetzt also nur $A_I = \frac{iR}{z}$. Sie ist **kleiner** als die durch die chemischen Processe in der Säule erzeugte Arbeit. Da nun stets die bei der Auflösung der Einheit der Zinkmenge erzeugte Arbeit constant gleich A_0 sein muss, so muss jetzt neben der zur Wärmeerzeugung verwendeten Arbeit A_I noch eine andere „Nebenarbeit" A_{II} auftreten, welche durch die Gleichung $A_I + A_{II} = A_0$ bestimmt ist. Dieselbe ist demnach

$$A_{II} = \frac{R}{z}(J - i).$$

Während der Auflösung der Zinkmenge zi, d. i. in der Zeiteinheit, wird dann also neben der Wärmeerzeugung im Schliessungskreise selbst die „Nebenarbeit" gethan:

$$A_i = R(J - i)\,i \text{ [1]} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

828 Diese Arbeit kann in verschiedener Weise auftreten. Einmal kann sie auf die Strombildung selbst verwendet werden. Wird ein Schliessungskreis einer Säule, der eine Drathspirale enthält, geschlossen, so entsteht ein Anfangsextrastrom, der die Stromintensität, welche allmälig zu J anwächst, Anfangs auf einen variablen Werth i reducirt.

Wir haben nun in §. 659 gesehen, dass wir die Intensität i durch die Formel $i = J\left(1 - e^{-\frac{t}{c}}\right)$ ausdrücken können, wo $c = \frac{P}{R}$ eine von dem Widerstand R und dem Potential P der Spirale auf sich selbst abhängige Constante ist. Wird dieser Werth in die Gleichung (1) des vorigen Paragraphen eingeführt, so ist die während der ganzen Zeit des Ansteigens der Intensität des Stromes geleistete Nebenarbeit

$$A_a = R\int_0^\infty J^2 e^{-\frac{t}{c}}\left(1 - e^{-\frac{t}{c}}\right)dt = \frac{1}{2}RcJ^2 = \frac{1}{2}PJ^2$$

Diese Arbeit wird zur Erzeugung des Stromes selbst verwendet. Sie wäre gleich der Arbeit, welche erforderlich wäre, um die Spirale, in welcher die Induction stattfindet, während sie vom Strom J durchflossen ist, in eine Form zu bringen, in der ihre Windungen keine Induction aufeinander ausüben [2]. — Wird nachher die Säule aus dem Schliessungskreise entfernt und an ihre Stelle ein Drath von gleichem Widerstand mit ihr gesetzt, so ist die Intensität des Oeffnungsstromes in jedem Moment $i_o = Je^{-\frac{t}{c}}$; also die ganze durch denselben gethane Arbeit gleich

[1]) Koosen, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 436. 1854;* auch Clausius, Archives T. XXXVI, p. 119. 1857.* — [2]) Vergl. auch einige Betrachtungen von Marié Davy über das allmälige Anwachsen des Stromes, die er an die Voraussetzung einer vielleicht vorhandenen „Diathermanität der Körper für Elektricität" (!) knüpft. Compt rend. T. LII, p. 917. 958 und 1243. 1861.*

$$A_0 = R\int_0^\infty \left(Je^{-\frac{t}{c}}\right)^2 dt = \frac{1}{2} RcJ^2 = \frac{1}{2} PJ^2.$$

Diese Arbeit tritt im Schliessungskreise als Wärme auf. Es wird also dabei der ganze durch den Anfangsextrastrom bewirkte Wärmeverlust im Schliessungskreise wieder gewonnen. Wäre der Widerstand desselben hierbei nicht mehr R, so bliebe doch der Werth $^1/_2\ PJ^2$ constant und die gethane Arbeit A_0 wäre dieselbe [1]).

Wird der Schliessungskreis einfach unterbrochen, ohne durch einen an die Stelle der Säule gesetzten Drath zugleich wieder geschlossen zu werden, so zeigt sich die durch den Oeffnungsstrom erzeugte Wärme namentlich im Oeffnungsfunken.

Befindet sich in der in den Schliessungskreis eingesetzten Spirale ein Eisenkern, so wird der beim Schliessen des ersteren entstehende Extrastrom intensiver, der Wärmeverlust in dem Schliessungskreise und die Arbeit A_a ist bedeutender. Die letztere wird hier, ausser zur Strombildung, zum grossen Theil auch auf die Magnetisirung des Eisens verwendet. Sie wird wie vorher beim Oeffnen der Schliessung und bei der dabei erfolgenden Entmagnetisirung des Eisens als Wärme wieder gewonnen. Indess ist dies nur in so weit richtig, als die Theilchen des Eisens unendlich leicht beweglich gedacht werden. Da dies nicht der Fall ist, sondern vielmehr eine innere Reibung bei ihrer Umlagerung während der Magnetisirung auftritt, so wird ein Theil der Arbeit A_a in dem Eisenkern selbst in Wärme verwandelt, und dieser Theil kann bei dem Oeffnen des Stromes nicht wieder gewonnen werden [2]).

Während des Andauerns der Magnetisirung eines Eisenkerns wird selbstverständlich keine Arbeit zur Erhaltung derselben gebraucht, da ja die Magnetisirung in der Herstellung eines statischen Zustandes besteht. Würden wir daher einen Schliessungskreis auf das nfache verlängern, dabei aber seine Leitungsfähigkeit oder seinen Querschnitt in gleichem Verhältniss vermehren, so würde die Intensität des Stromes dieselbe bleiben; wir könnten aber jetzt durch denselben statt eines, n Eisenkerne magnetisiren. So kann also bei gleicher Intensität der magnetische Effect des Stromes, ebenso wie der chemische Effect ins Unendliche wachsen, während der thermische Effect des Stromes, bei dem er beständig eine Arbeit leisten muss, ein Maximum erreicht [3]).

Ganz ähnliche Resultate ergeben sich, wenn man mit Hülfe der Formeln des §. 664 die Inductionserscheinungen in einer Spirale betrachtet, welche eine zweite inducirende umgiebt. Die in der Säule durch die chemischen Processe erzeugte Arbeit findet sich vollständig in den verschiedenen Theilen der Schliessung wieder.

Ist man auf irgend eine Art im Stande, die Intensität der Schliessungs- 829
extraströme in einem oft unterbrochenen Schliessungskreise zu vermin-

1) Koosen l. c. — 2) Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 256. 1854.* — 3) Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. LXXIII, S. 345. 1848.*

dern, so wird die dabei entstehende Nebenarbeit kleiner, und es wächst zu gleicher Zeit die mittlere Stromintensität im Schliessungskreise so wie die während der Auflösung einer Gewichtseinheit Zink in der Säule in demselben erzeugte Wärmemenge.

So bestimmte Favre [1]) die Wärmemenge, welche in einer Säule von fünf Smee'schen Elementen entwickelt wird, die sich in seinem Calorimeter befand und entweder durch einen geraden Drath oder eine Spirale von gleichem Widerstand mit demselben geschlossen war, während der Strom oft unterbrochen wurde. Im letzteren Falle konnte ausser dem primären Strom fast nur der Schliessungsextrastrom durch den Schliessungskreis fliessen, da derselbe bei der Bildung des Oeffnungsstromes unterbrochen ist. Die während der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff in der Säule in der Schliessung erzeugte Wärmemenge W war kleiner als die im ersten Fall entwickelte Wärme W_0. Wurde nun um die Spirale eine zweite in sich geschlossene Spirale oder ein Blechcylinder gelegt, so wurde die Entstehung des Schliessungsextrastromes verzögert, die jetzt entwickelte Wärme W_1 war grösser als W. Zugleich war die an einer Tangentenbussole abgelesene mittlere Intensität des Stromes verstärkt. — Dasselbe Resultat haben auch Favre (l. c.), und nach ihm Soret [2]) beobachtet, als sie in den Schliessungskreis der inducirenden Spirale eines Ruhmkorff'schen Apparates eine Tangentenboussole einschalteten, und abwechselnd die Inductionsspirale öffneten und in sich schlossen. Diese Erscheinung hängt hier nicht nur von einer Verzögerung des Ganges des die Unterbrechungen herstellenden Hammerapparates und von der etwa dadurch erfolgenden längeren Schliessung des inducirenden Kreises ab; sie zeigt sich auch bei Herstellung der Unterbrechungen durch ein Uhrwerk. — Das analoge Resultat hat Soret erhalten, als er durch eine Tangentenboussole und eine einen Eisenkern enthaltende Drathspirale einen durch ein Uhrwerk oft unterbrochenen Strom leitete und nun zwischen den Eisenkern und die Spirale eine in sich geschlossene Messingblechröhre schob. Auch hier nahm im letzteren Falle die Intensität des Stromes zu, obgleich durch die Inductionsströme die Blechhülle erwärmt, also durch den Strom eine äussere Arbeit geleistet wurde.

Durch die geschlossene Spirale oder die Blechhülle wird die Zeitdauer des Schliessungsextrastromes verlängert, seine Gesammtintensität in der Hauptspirale bleibt aber ungeändert [3]). Ist nun die Zeitdauer der Schliessungen derselben so kurz, dass der Extrastrom bei seiner Verzögerung in derselben nicht vollständig ablaufen kann, so wächst in dieser Zeit auch noch die Intensität des in der Nebenspirale inducirten und dem Extrastrom in der Haupt-

[1]) Favre, Compt. rend. T. XLVI, p. 662. 1858;* Favre und Laurent, ibid. T. L, p. 651;* Archives N. S. T. VII, p. 313. 1860.* — [2]) Soret, Arch. N. S. T. IV, p. 66. 1859.* — [3]) Eine irrige Vorstellung wäre es, wollte man annehmen, dass bei geschlossener Nebenspirale der Extrastrom weniger in der Hauptspirale, sondern hauptsächlich in der Nebenspirale sich ausbildete, also gewissermaassen sich auf letztere übertrüge.

spirale gleichgerichteten Stromes an; durch seine inducirende Wirkung auf letztere erzeugt er in ihr einen dem Extrastrom entgegengesetzten Strom, und es vermindert sich die Intensität des Hauptstromes weniger, dieselbe erscheint grösser bei geschlossener als bei offener Nebenspirale. Der zweite entgegengesetzte Theil der Inductionswirkung des Stromes in der Nebenspirale auf die Hauptspirale kann hierbei weniger hervortreten, da beim allmäligen Abnehmen seiner Intensität die primäre Schliessung schon geöffnet ist (vergl. §. 668). Um auf diese Weise eine gleiche Gesammtintensität des Hauptstromes bei wiederholten Unterbrechungen desselben zu erhalten, bedarf es bei geschlossener Nebenspirale einer kürzeren Zeit als im entgegengesetzten Falle; die dabei in der Schliessung entwickelte Wärmemenge ist also im ersten Fall grösser als im zweiten, obgleich beide Male die in der Säule entwickelte Wasserstoffmenge dieselbe ist. — Je schneller die Unterbrechungen am Interruptor erfolgen, desto mehr muss der Einfluss der geschlossenen Spirale oder Blechhülle hervortreten, da dann immer kleinere Theile des Extrastromes sich von dem Hauptstrome subtrahiren. Ohne geschlossene Hülle nimmt die Verminderung des Hauptstromes mit wachsender Zahl der Unterbrechungen sehr bedeutend zu.

Wird in die primäre Spirale ein Eisen- oder ein Stahlkern eingeschoben, so zeigt sich bei einer gleichen Anzahl von Unterbrechungen an der Tangentenboussole eine geringere Intensität, in dem Calorimeter eine geringere Wärme im ersten als im zweiten Falle [1]). Der Grund hiervon ist, dass die temporäre Magnetisirung des Stahles geringer ist als die des Eisens, die Extraströme im ersteren Fall also schwächer auftreten und den primären Strom weniger schwächen als im letzteren. — In allen Fällen muss indess die gesammte Arbeitsleistung in allen Theilen des Apparates dem mechanischen Aequivalent der chemischen Processe in der Säule direct entsprechen.

Eine andere Art, wie die Nebenarbeit eines Stromes sich zeigen kann, 830
ist die, dass durch denselben eine elektromagnetische Bewegungsmaschine (vgl. §. 134) getrieben wird. Auch in diesem Fall werden beim abwechselnden Oeffnen und Schliessen des Schliessungskreises oder bei der Umkehrung der Stromesrichtung in den die Elektromagnete umgebenden Drathspiralen, bei der Annäherung und Entfernung der Magnete und Elektromagnete der Maschine zu- und voneinander in dem Schliessungskreise der Säule Ströme inducirt, welche die Intensität J des primären Stromes im Mittel auf den kleineren Werth i reduciren. Ist der Widerstand der Schliessung R, so wird wie in §. 827 die Nebenarbeit, die zum Theil auf die Bewegung der Maschine verwendet wird, durch die Formel $A_i = R(J-i)\,i$ ausgedrückt [2]).

Würden wir einen Drath vom Widerstand $\frac{R\,(J-i)}{i}$ in den Schlies-

[1]) Favre und Laurent l. c. — [2]) Clausius, Arch. T. XXXVI, p. 119. 1857;* Soret, ibid. p 123; vgl. auch Leroux, ibid. p. 168; Compt. rend. T. XLV, p. 414. 1857.*

sungskreis der Säule einschalten, ohne dass der Strom eine äussere Arbeit verrichtete, so würde dann gleichfalls die Stromintensität auf i reducirt werden und die in dem neu hinzugefügten Drathe entwickelte Wärme wäre $\frac{1}{a}(J-i)iR$, so dass also der hinzugefügte Drath gewissermaassen die elektromagnetische Maschine ersetzen könnte. Es würde indess eine unrichtige, nur zu Irrthümern führende Vorstellung sein, wollten wir nach dieser Analogie eine elektromagnetische Maschine, welche durch einen Strom bewegt wird, oder eine Spirale, in der Inductionsströme erregt werden, ohne Weiteres als einen äussern Widerstand betrachten, welcher zu dem Widerstand der primären Schliessung hinzukommt [1]).

Es ist selbstverständlich, dass auch bei der Bewegung einer elektromagnetischen Maschine die gesammte, sei es als Wärme, sei es als Bewegung, durch den Strom geleistete Arbeit den zur Erzeugung desselben erforderlichen chemischen Processen äquivalent sein muss.

Dies hat Favre durch directe Versuche gezeigt, indem er in verschiedene in ein Calorimeter A eingesetzte, unten geschlossene Muffeln eine Batterie von 5 Smee'schen Elementen mit amalgamirten Zink- und platinirten Platinplatten und endlich in eine 18 Ctm. tiefe, 12 Ctm. breite Muffel eines zweiten Calorimeters B eine kleine elektromagnetische Bewegungsmaschine einsetzte. Um die Leichtigkeit der Erkaltung der letzteren zu befördern, waren die Eisenkerne derselben nach der Angabe von Foucault statt mit Drathspiralen, mit übereinandergeschichteten, auf einer Seite aufgeschnittenen Ringen von Blech umgeben, welche in der Art mit einander verlöthet waren, dass sie Schlangenwindungen bildeten. Die einzelnen Windungen waren durch dünne isolirende Schichten von einander getrennt. Nur die Hauptaxe der Maschine ragte aus der Muffel hervor und stand durch einen Schnurlauf mit einer zweiten, zwischen Spitzen laufenden Axe in Verbindung, auf welche eine, mit einem Gewicht belastete, seidene Schnur sich aufwinden konnte. Es wurden folgende Bestimmungen gemacht.

1. Die Säule im Calorimeter A war in sich geschlossen. Die während der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff in derselben erzeugte Wärmemenge betrug 18682 Wärmeeinheiten. — Fast dieselbe Wärmemenge (18674) ergab sich, als die Säule durch sehr dicke Dräthe geschlossen war, die nachher zu ihrer Verbindung mit dem Elektromotor dienten.

2. Die Säule war mit dem Elektromotor verbunden, letzterer aber an seiner Bewegung gehindert. Während der Entwickelung von 1 Grm. Wasserstoff wurden erzeugt: In der Säule 16448, in dem Elektromotor 2219, in Summe also wiederum 18667 Wärmeeinheiten.

[1]) Favre, Compt. rend. T. XLV, p. 56. 1857;* vergl. auch Compt. rend. T. XLVI, p. 658. 1858.*

3. Bei derselben Verbindung bewegte sich der Elektromotor, ohne indess ein Gewicht zu heben. Die Wärmemenge betrug in der Säule 13888, im Elektromotor 4769, in Summa 18657 Wärmeeinheiten.

4. Endlich wurde bei derselben Verbindung durch den Elektromotor ein Gewicht gehoben, und dadurch eine Arbeit von 131,24 Kilogramm-Meter geleistet. Nun betrug die Wärmemenge in der Säule 15427, im Elektromotor 2947, in Summa also nur 18374 Wärmeeinheiten. Der Verlust an Wärme 18682 — 18374 = 308 Wärmeeinheiten entspricht aber fast genau der bei der Hebung des Gewichtes geleisteten Arbeit, welche äquivalent ist $\frac{131240}{423,5} = 309$ Wärmeeinheiten.

Würde die elektromagnetische Maschine durch mechanische Hülfsmittel in entgegengesetztem Sinne bewegt, wie es durch den Einfluss des Stromes geschähe, so würde umgekehrt die Intensität des primären Stromes J durch die Inductionsströme vermehrt werden; die zur Bewegung der Maschine verwendete Arbeit würde dann in dem ursprünglichen Schliessungskreise eine Wärmemenge erzeugen, welche sich zu der durch die chemischen Processe der Säule gelieferten addirt. — Die Gesetzmässigkeit dieser Wärmeerzeugung giebt die oben angeführte Formel, wenn man in ihr nur i grösser als J setzt.

Es ist klar, dass der Wärmeverlust in einem Schliessungskreise, welcher 831
durch eine Nebenarbeit des Stromes in demselben hervorgerufen wird, mag dieselbe nun in der Erzeugung von Inductionsströmen oder in der Magnetisirung von Eisen oder in der Bewegung einer elektromagnetischen Maschine bestehen, nicht allein auf die Theile der Leitung beschränkt ist, welche jene Wirkungen hervorbringen, sondern sich über den ganzen primären Schliessungskreis verbreiten muss, da die bei jenen Processen erzeugten Inductionsströme ganz durch denselben hindurchgehen. Dies hat auch Soret [1]) nachgewiesen, indem er zwei Drathspiralen, welche je auf ein Messingrohr gewunden waren, in zwei Calorimeter brachte. Die letzteren bestanden je aus einem, aus zwei concentrischen Cylindern gebildeten Messinggefäss, dessen ringförmiger Zwischenraum, in den die Spiralen eingesetzt waren, mit Terpentinöl gefüllt war. In den mit Luft erfüllten inneren Hohlraum des einen Calorimeters wurde nun ein Eisencylinder gebracht und durch beide Spiralen ein oft unterbrochener Strom geleitet. — Die Temperatur des mit dem Eisencylinder versehenen Calorimeters stieg fast um $^1/_5$ stärker an als die des anderen, obschon die durch einen continuirlichen Strom hervorgebrachten Erwärmungen in den beiden Calorimetern völlig gleich waren. — Wurden die Calorimeter aus Glas geformt, so war ein Unterschied in der Wärmeentwickelung nicht zu bemerken. Das stärkere Ansteigen in dem den Eisencylinder enthaltenden Calorimeter von Metallblech ist also durch die in letzterem inducirten Ströme bedingt. —

1) Soret, Arch. T. XXXVI, p. 38. 1857;* N. S. T. IV, p. 66. 1859.*

Bringt man ebenso in zwei mit Terpentinöl gefüllte Calorimeter zwei Drathspiralen und stellt in die eine derselben einen Eisencylinder, welcher gleichfalls in dem Terpentinöl sich befindet, so steigt wiederum, wenn ein continuirlicher, durch beide Spiralen geleiteter Strom in beiden Calorimetern gleiche Wärmemengen erzeugt, beim Durchleiten eines discontinuirlichen Stromes die Temperatur in dem den Eisencylinder enthaltenden Calorimeter stärker an, da nun die auf die Magnetisirung des Eisens verwendete Arbeit sich in demselben in Wärme umsetzt. Schiebt man zwischen die Spirale und den Eisenkern eine in sich geschlossene Röhre von Messingblech, so ist das Ansteigen der Temperatur in dem betreffenden Calorimeter noch bedeutender, da nun in der Röhre auch noch Inductionsströme entstehen. — Jedenfalls ist also die durch die Magnetisirung und die Inductionsströme indirect erzeugte Wärme nicht dem Theile des primären Schliessungskreises entzogen, welcher dieselben unmittelbar hervorbringt, da sonst stets in beiden Calorimetern die Wärmemengen gleich sein müssten.

832 Wenn auch in der That nach dem Vorhergehenden die durch einen galvanischen Strom in seinem ganzen Schliessungskreise gethane Arbeit dem mechanischen Wärmeäquivalent des in den Elementen der Säule vor sich gehenden chemischen Processes entspricht, so wird, wenn dieselbe zur Bewegung einer elektromagnetischen Maschine verwendet wird, doch nur ein kleiner Theil dieser Arbeit benutzt, indem der grösste Theil derselben als Wärme in dem Schliessungskreise auftritt. Den ersteren Theil der Arbeit in der elektromagnetischen Maschine selbst hat Jacobi[1]) näher betrachtet, so weit dies ohne näheres Eingehen auf die besondere Beschaffenheit der Maschinen, die Verzögerung der in ihnen entstehenden Inductionsströme durch die Eisenmassen u. s. w. geschehen konnte. — Wir wollen annehmen, alle Elektromagnete der Maschinen seien gleich construirt und haben gleiche Umwindungen mit Kupferdrath. Ist dies nicht der Fall, so werden nur neue Constante in die Formeln einzuführen sein.

Es sei

die elektromotorische Kraft der Säule E
der Gesammtwiderstand ihrer Schliessung r
die Intensität des Stromes derselben, wenn die durch den Strom getriebene Maschine stillsteht i
dieselbe während der Bewegung der Maschine i'
also die Intensität des den Strom i schwächenden Gegenstromes $i_1 = i - i'$
der mittlere Magnetismus der Eisenkerne während des Ruhezustandes und der Bewegung m und m'
also ihre mittlere Anziehungskraft μ und μ_1

[1]) Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LI, S. 370. 1840;* Bullet. de St. Petersburg T. IX, p. 289. 1850. 29. Nov.; Krönig's Journ. Bd. III, S. 377. 1851;* vergl. auch Koosen, Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 226. 1852.*

die Zahl der Drathwindungen β
die mittlere Bewegungsgeschwindigkeit der Maschine . v

Dann ist, wenn k eine von der Construction der Maschine abhängige Constante ist:

$$i_{\prime} = i - i^{\prime};\ m^{\prime} = \beta i^{\prime};\ i_{\prime} = \frac{k m^{\prime} \beta v}{r} = \frac{k i^{\prime} \beta^2 v}{r}$$

ferner $i = \frac{E}{r}$; also

$$i^{\prime} = \frac{E}{r + k\beta^2 v};\ m^{\prime} = \frac{\beta E}{r + k\beta^2 v};\ v = \frac{\beta E - m^{\prime} r}{m^{\prime} k \beta^2}.$$

Die Arbeit A der Maschine entspricht der mittleren Anziehungskraft der Magnete derselben, multiplicirt mit der Drehungsgeschwindigkeit, also ist

$$A = \mu^{\prime} v = m^{\prime 2} v - \frac{v(\beta E)^2}{(r + k\beta^2 v)^2} = \frac{(\beta E - m^{\prime} r) m^{\prime}}{k \beta^2}.$$

Das Maximum der Arbeit in Bezug auf $m^{\prime}$ und v erhält man durch Differentiation dieser Gleichung noch $m^{\prime}$ und v. Dasselbe tritt ein für

$$m^{\prime} = m^{\prime}_0 = \beta \frac{E}{2r} \text{ und } v^{\prime} = v_0 = \frac{r}{k\beta^2};$$

wo dann das Maximum der Arbeit wird

$$A_0 = \frac{E^2}{4kr} = \frac{Ei}{4k}.$$

Im Ruhezustande der Maschine ist $m = \beta i = \beta \frac{E}{r}$. Soll also das Maximum der Arbeit erreicht werden, so muss der Magnetismus der Magnete in der Maschine während ihrer Bewegung gerade halb so gross, ihre Anziehung ein Viertel so gross sein, als in ihrem Ruhezustande.

Das Arbeitsmaximum A_0 selbst ist direct dem Werthe Ei, d. h. dem Arbeitsäquivalent der chemischen Processe in der Säule im Ruhezustande der Maschine proportional. Es ist bei gleichbleibendem Widerstand der Schliessung unabhängig von der Zahl β der Drathumwindungen der Magnete. Wachsen diese nämlich auf das n-fache, so nimmt dann der Magnetismus $m^{\prime}_0$ auf das n-fache, die Anziehung $\mu^{\prime}$ der Magnete auf das n^2-fache zu, dagegen nimmt die Geschwindigkeit der Bewegung v_0 der Maschine im Verhältniss von $1 : n^2$ ab.

Setzen wir den Werth v_0 in die Gleichung für $i^{\prime}$ ein, so erhalten wir die dem Arbeitsmaximum entsprechende Intensität $i^{\prime}_0 = \frac{E}{2r} = {}^1/_2\, i$. Sie ist also gerade halb so gross wie die Intensität beim Ruhezustande der Maschine. — Besteht die Säule aus x Elementen von der elektromotorischen Kraft e, so ist $E = xe$ und die beim Arbeitsmaximum verbrauchte Zinkmenge

$$z_0 = const.\ x i^{\prime}_0 = \frac{x^2 e}{2r},\ \text{d. h. } A_0 = \frac{z_0 e}{2k}.$$

Die erzeugte Arbeit ist also wiederum der elektromotorischen Kraft e je-

des Elementes und der gesammten verbrauchten Zinkmenge z_0 proportional.

Die bei der Einheit der verbrauchten Zinkmenge erzeugte Arbeit ist $\frac{e}{2k}$. Sie ist also völlig unabhängig von der Anordnung der Batterie und der Leitung. Sie würde sich bei gleichem Zinkverbrauch also nur durch Aenderung der elektromotorischen Kraft e verstärken lassen.

Ist λ der Widerstand der Oberflächeneinheit der Elemente der Säule, σ die gesammte Oberfläche derselben, λ_l der Widerstand der Drathrollen, so ist unter Vernachlässigung der übrigen Widerstände bei Anordnung der Säule zu x Elementen

$$r = \frac{x^2 \lambda}{\sigma} + \lambda_l$$

also

$$A_0 = \frac{\sigma x^2 e^2}{4k(x^2 \lambda + \lambda_l \sigma)}.$$

Das Arbeitsmaximum nimmt also bei gleicher Oberfläche der Säule mit der Zahl der Elemente zu. Ist der Widerstand $x^2 \lambda$ der Säule so weit gewachsen, dass dagegen λ_l verschwindet, so erhält man nun das Arbeitsmaximum

$$A_0 = \frac{\sigma e^2}{4k\lambda}.$$

Im Ruhezustande der Maschine würde man das Maximum der Magnetisirung der Magnete erhalten, wenn $\frac{x^2 \lambda}{\sigma} = \lambda_l$ ist. Bei dieser Anordnung der Säule wäre die Arbeit gleich

$$A_0 = \frac{\sigma e^2}{8k\lambda},$$

also gerade halb so gross, wie das wirklich zu erreichende Arbeitsmaximum.

Die genaue Berücksichtigung dieser Verhältnisse ist bei der Construction elektromagnetischer Maschinen von der grössten Wichtigkeit. Sie zeigen namentlich, dass, wie man auch die Grösse der Elektromagnete abändern mag, doch bei gleichbleibender elektromotorischer Kraft der Säule nur ein bestimmtes, dem Zinkverbrauch äquivalentes Maximum an Arbeitskraft in derselben erzielt werden kann [1]).

833 Werden umgekehrt Magnete in der Nähe von geschlossenen Stromkreisen bewegt, in denen sie Ströme induciren, welche ihrer Bewegung entgegenwirken, so muss wiederum die in den Stromkreisen erzeugte Wärmemenge der zur Bewegung der Magnete verwendeten Arbeit entsprechen,

[1]) Ein näheres Eingehen auf die praktische Bedeutung der elektromagnetischen Motoren gehört nicht hierher; vergl. auch noch Joule und Scoresby, Phil. Mag. Vol. XXVIII, p. 448. 1846.*

vorausgesetzt, dass in den Magneten selbst nicht Wärmewirkungen, sei es durch Inductionsströme, sei es durch Reibung ihrer Moleküle aneinander bei etwaigen Veränderungen ihrer Magnetisirung auftreten. Dasselbe ergiebt sich bei Bewegung der Stromkreise vor den ruhenden Magneten. — Auf diese Weise hat Leroux[1]) eine grosse Magnetelektrisirmaschine, bei welcher viele, an einer Axe befestigte Spiralen vor Hufeisenmagneten rotirten, in Bewegung gesetzt, indem er um die Rotationsaxe eine mit Gewichten belastete Schnur wand. Er bestimmte jedesmal die beim Herabrollen derselben erzeugte Arbeit A, zuerst als die Inductionspiralen nicht in sich eine vollendete Schliessung bildeten. Sodann wurde in den Schliessungskreis ihrer Leitungsdräthe eine kleine Platindrathspirale eingefügt, welche in einem mit Wasser gefüllten Calorimeter lag, und wiederum die zur Drehung der Maschine erforderliche Arbeit A_1 und zugleich die in der Platinspirale entwickelte Wärmemenge W bestimmt. Da man den Widerstand des ganzen Schliessungskreises mit dem der Spirale verglichen hatte, konnte man auch die in ihm erzeugte totale Wärmemenge messen, welche dem Werth $A_1 - A$ äquivalent sein musste. Die Erwärmung eines Grammes Wasser um 1° C. erforderte hiernach bei drei Versuchen eine Arbeit von 469,67, 462,23, 442, im Mittel von 458 Kilogrammmetern; eine etwas zu hohe Zahl, da auch in den Magneten der Maschine selbst ein Theil der Wärme erzeugt wurde, welche nicht berechnet war.

Wurde in den Schliessungskreis ein Voltameter mit Kupfervitriollösung eingeschaltet, die sich zwischen einer negativen Platin- und zwei positiven Kupferelektroden befand, welche die Platinelektrode beiderseits umgaben, so wurde, abgesehen von der in dem Kreise erzeugten Wärme, in dem Voltameter für den Absatz jedes Grammes Kupfer eine Arbeit von 252 Kilogrammmetern verbraucht. Dieselbe war wohl in Folge der ungleichen Cohäsion des an der positiven Elektrode aufgelösten und an der negativen abgesetzten Kupfers verwendet worden.

Matteucci[2]) hat ebenfalls in einer elektromagnetischen Maschine Anker vor Elektromagneten rotiren lassen, deren Magnetisirungsspiralen aus zwei parallel gewundenen Dräthen bestanden. Der magnetisirende Strom wurde nur durch einen dieser Dräthe geleitet, und das Gewicht bestimmt, welches durch die Maschine in einer bestimmten Zeit auf eine gewisse Höhe gehoben wurde, jenachdem der zweite Drath offen oder in sich geschlossen war. Im zweiten Fall war die so geleistete Arbeit um eine Grösse A kleiner, indem in dem zweiten Gewinde Extraströme entstanden. Matteucci bestimmte nun die in dem letzteren erzeugte Wärmemenge W durch ein Calorimeter; sie sollte der Arbeit A äquivalent sein. Es berechnete sich so das mechanische Wärmeäquivalent zu 438,96.

[1]) Leroux, Ann. de Chim. et de Phys. T. L, p. 473. 1857.* — [2]) Matteucci, Compt. rend. T. XLVI, p. 1021, 1858;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LIV, p. 297. 1858.*

834 Eine genauere Betrachtung der Inductionswirkungen, welche bei der Bewegung eines Magnetes oder eines vom Strom durchflossenen Leiters gegen einen zweiten vom Strom durchflossenen Leiter stattfinden, ist mit Hülfe der Potentiatheorie möglich [1]). Da die elektromagnetischen und elektrodynamischen Kräfte nach dem umgekehrten Verhältniss des Quadrates der Entfernung wirken, so ist auch jede Arbeit, welche durch dieselben bei Annäherung eines Magnetes an einen Leiter oder an einen Eisenkern, bei der Bewegung zweier Leiter gegeneinander geleistet wird, gleich der Differenz der Potentiale derselben aufeinander und auf sich selbst [2]) am Anfang und am Ende der Bewegung.

Wird zuerst durch die Bewegung eines Magnetes in einem vom Strom J durchflossenen Leiter ein Strom inducirt und dadurch die Intensität auf den Werth i reducirt, so wird nach §. 827 ausser der Erwärmung des Schliessungskreises noch eine Nebenarbeit geleistet, welche in der Zeit dt dem Werthe $A_i\,dt = R\,(J-i)\,i\,dt$ entspricht, wo R der Widerstand des Schliessungskreises ist. Ist nun das Potential des Magnetes auf den von der Einheit des Stromes durchflossenen Leiter gleich V, so ist die während der Zeit dt bei seiner Bewegung verbrauchte und jener geleisteten Nebenarbeit gleiche Arbeit $A_i\,dt = i\,\frac{dV}{dt}\,dt$. Es ist demnach

$$R\,(J-i)\,i\,dt = i\,\frac{dV}{dt}\,dt$$

oder, da $RJ = E$ die ursprüngliche elektromotorische Kraft im Schliessungskreise ist

$$i = \frac{E - \frac{dV}{dt}}{R}.$$

Die Grösse $\frac{dV}{dt}$ übernimmt also ganz die Stelle einer elektromotorischen Kraft; sie ist die elektromotorische Kraft des Inductionsstromes. Dieselbe ist unabhängig von i, also auch ohne Anwesenheit eines Stromes im Schliessungskreise thätig. Die Gesammtintensität des in diesem letzteren Falle während der Zeit t inducirten Stromes ist also

$$\int_0^t I_0\,dt = R\int_0^t \frac{dV}{dt}\,dt = \frac{V_t - V_0}{R}$$

wo V_t und V_0 die Werthe von V für $t = 0$ und $t = t$ sind.

Diese Formel stimmt ganz mit der von Neumann entwickelten Formel für die Intensität der inducirten Ströme (§. 605). Nur ist die Constante ε durch 1 ersetzt, indem die Einheiten der Constanten des Stromes anders

[1]) Helmholtz, Erhaltung der Kraft. Berlin 1847. S. 60*; Pogg. Ann. Bd. XCI, S. 255. 1854.* — [2]) Ueber diese Begriffe siehe unter Anderen Clausius, die Potentialfunction. Leipzig 1859.

bestimmt sind. Die Einheit der Intensität ist willkürlich, die der elektromotorischen Kraft eine solche, dass dieselbe in einem Drath vom Widerstande $R = 1$ die Intensität Eins erzeugt; als Einheit des Widerstandes ist aber ein Drath von solchem Widerstand anzunehmen, dass in ihm durch den Strom von der Intensität Eins die der Arbeit Eins entsprechende Wärmemenge erzeugt wird.

Wird die Induction in einer Spirale durch einen Eisenkern hervorgebracht, welcher elektromagnetisirt wird, so wird, wenn das Potential des letzteren auf die Spirale gleich der des genäherten Magnetes auf dieselbe ist, dieselbe Inductionswirkung hervorgebracht.

Werden ebenso zwei Stromesleiter A_I und A_{II} bewegt, in denen die elektromotorischen Kräfte E_I und E_{II} thätig sind, so induciren sie gegenseitig ineinander Ströme. Die Intensität der Ströme in ihnen mit Ausschluss der Inductionsströme sei J_I und J_{II}, mit denselben i_I und i_{II}; ihr Potential aufeinander in einer bestimmten Lage, wenn beide von einem Strom Eins durchflossen gedacht werden, sei gleich V; ihre Widerstände seien R_I und R_{II}. Dann ergiebt sich die in beiden in der Zeit dt erzeugte Nebenarbeit, welche der bei der Bewegung der Leiter verbrauchten Arbeit gleich ist:

$$R_I\,(J_I - i_I)\, i_I dt + R_{II}\,(J_{II} - i_{II})\, i_{II} dt = i_I i_{II} \frac{dV}{dt}\, dt,$$

oder da $R_I J_I = E_I$ und $R_{II} J_{II} = E_{II}$ ist,

$$i_I^2 R_I + i_{II}^2 R_{II} = i_I E_I + i_{II} E_{II} - i_I i_{II} \frac{dV}{dt}.$$

Ist die Intensität J_{II} gegen J_I sehr klein, so ist die durch den Leiter A_{II} in A_I inducirte elektromotorische Kraft zu vernachlässigen, i_I ist nahezu gleich J_I, wir können $i_I^2 R_I = i_I E_I$ setzen, und es ist die in dem Leiter A_{II} entwickelte Wärme äquivalent der Arbeit

$$i_{II}^2 R_{II} = i_{II} E_{II} - J_I i_{II} \frac{dV}{dt}.$$

Ist dagegen J_I gegen J_{II} klein, so können wir umgekehrt die in A_{II} inducirte elektromotorische Kraft vernachlässigen und erhalten die im Leiter A_I entwickelte Wärme

$$i_I^2 R_I = i_I E_I - i_I J_{II} \frac{dV}{dt}.$$

Daraus ergiebt sich

$$i_{II} = \frac{E_{II} - J_I \dfrac{dV}{dt}}{R_{II}}, \qquad i_I = \frac{E_I - J_{II} \dfrac{dV}{dt}}{R_I},$$

die in beiden Leitern bei den Stromintensitäten J_I oder J_{II} gleich Eins inducirten elektromotorischen Kräfte sind also gleich, wie es auch Neumann gefunden.

Auf diese Weise folgen also die Inductionsgesetze direct aus dem Prinzip von der Erhaltung der Kraft.

834a Die Arbeit endlich, welche überhaupt bei der Magnetisirung von Eisen und Stahl verwendet und bei der Entmagnetisirung derselben wieder gewonnen werden kann, berechnet sich etwa in folgender Art:

Wird einer Eisenmasse ein unveränderlicher Stahlmagnet aus unendlicher Entfernung genähert, so wird dabei eine doppelte Arbeit erzeugt; einmal die auf die Magnetisirung des Eisens verwendete Arbeit, welche gleich dem Potential W des in demselben vertheilten Magnetismus auf sich selbst ist, und sodann eine Arbeit, welche der Bewegung des Magnetes entspricht und ersterer gleich, d. h. ebenfalls gleich W sein muss. Es sei nun V das Potential des Magnetes auf die magnetisirte Eisenmasse. Wird dieselbe auf irgend eine Weise magnetisch erhalten und sodann der Stahlmagnet in unendliche Entfernung gebracht, so ist die gesammte dabei gethane Arbeit gleich V. Diese muss der bei der vorherigen umgekehrten Bewegung erzeugten Arbeit entsprechen; es ist also $2\,W = -V$ oder $W = -\frac{V}{2}$. Die Arbeit W könnte bei dem Verschwinden des Magnetismus, oder, wenn derselbe, wie im Stahl, permanent fixirt bleibt, bei einer Bewegung desselben wieder gewonnen werden. Es wird indess diese Bedingung nur gelten, wenn sich der Magnetisirung des Eisens und Stahles keine Hindernisse in den Weg stellen. Wird aber z. B. durch die Reibung der sich umlagernden magnetischen Moleküle im Eisen Wärme erzeugt u. dgl. m., so würde der Werth $\frac{1}{2}\,V - (-\,W)$ die hierzu verbrauchte Arbeit darstellen.

Drittes Capitel.

Theorie der Elektricitätserregung beim Contact heterogener Körper.

Wir kommen am Schlusse unseres Werkes noch einmal auf die Be- 835
trachtung zurück, in welcher Weise die Elektricitätserregung bei der Bildung eines galvanischen Stromes vor sich geht, und wie sich die gebildeten Elektricitäten allmälig in einem constanten Strom vereinen.

Wir haben, abgesehen von der Induction, im Wesentlichen zwei Arten von Elektricitätserregung bei der Bildung von Strömen zu besprechen gehabt; einmal die bei Berührung heterogener Körper auftretende, wobei wir bisher stets die Anwesenheit eines Electrolytes als nöthig erkannten; sodann die bei Erwärmung der Berührungsstelle sich bildende thermoelektrische Erregung. — Die Thl. I, §. 523 und flgde. besprochene mechanische Stromerregung möchte sich auf die erstere zurückführen lassen.

Die Elektricitätserregung bei Berührung heterogener Körper ist seit dem Beginn der galvanischen Electricitätslehre in doppelter Weise aufgefasst worden. Von seinen Fundamentalversuchen geleitet, glaubte Volta [1]) zuerst, dass allein bei der Berührung heterogener Metalle Electricitäten entwickelt würden, welche sich durch die Körper, welche nicht der Spannungsreihe angehören, im Strome ausglichen. Da indess bald der Nachweis der Elektricitätserregung beim Contact von Metallen und Flüssigkeiten geführt wurde, so nahm er hiezu auch diese Erregungsart an, zu der später noch die Elektricitätsentwickelung beim Contact zweier Flüssigkeiten und von Flüssigkeiten mit Metallen kam, deren Oberfläche mit Gasen beladen waren. — Jedenfalls sollte indess nach der Ansicht von

[1]) Volta, Rapport fait à la classe des siences math. et phys. de l'institut. Paris 1. Dec. 1801; Gilb. Ann. Bd. X, S. 389. 1802.*

Volta und seinen Nachfolgern die Elektricitätserregung in allen Fällen ganz analog der Erregung beim Contact zweier Metalle vor sich gehen, und vor Allem sollten die chemischen Processe in der Kette nur secundär eine Folge dieser, durch die Contactkraft vertheilten und sich nachher im Strome ausgleichenden Elektricitäten sein. Auf diese Art war der Grund zu der sogenannten Contacttheorie gelegt. Da diese Theorie hypothetisch eine, die Elektricität erregende Contactkraft hinstellt, ohne sich über das Wesen derselben weitere Vermuthungen zu erlauben, so hat sie im Laufe der Zeit nicht sehr bedeutende Abänderungen erlitten.

836 Meist hat man die Contactkraft als eine ungleich starke Anziehung der einander berührenden heterogenen Körper gegen die entgegengesetzten Elektricitäten aufgefasst. Dann kann man entweder annehmen, dass direct beim Contact zweier Körper, z. B. von Kupfer und Zink, ein Theil der negativen Elektricität des Zinks zum Kupfer, ein Theil der positiven Elektricität des Kupfers zum Zink übergeht, oder, wie es Fechner auch bei der Verbindung des Wasserstoffs und Sauerstoffs zu Wasser (vergl. Thl. I, §. 274) darstellt, dass ein Theil der negativen Elektricität des Zinks sich mit einem gleichen Theil der positiven Elektricität des Kupfers vereint, und die auf diese Weise freigewordene positive Elektricität im Zink, die negative im Kupfer verbleibe.

Diese Ansicht hat die frühere von Volta[1]) selbst aufgestellte Theorie verdrängt, dass durch die Contactkraft die beiden Elektricitäten einen Antrieb von der Contactstelle der heterogenen Körper fort erhielten, und die geladenen Metalle sich dann ihrer Ladung wieder zu entledigen strebten. Volta ging hiebei nur von der Annahme einer Elektricität aus, die z. B. durch die Contactstelle von Silber zum Zink getrieben würde, während das erstere dieselbe sich wieder zu verschaffen strebte (siehe weiter unten).

837 Die Wiedervereinigung der durch die Contactkraft getrennten Elektricitäten betrachtete man meist als ein einfaches, je nach der Leitungsfähigkeit der Körper im Schliessungskreise schneller oder langsamer erfolgendes Zusammenströmen derselben nach ihrer Trennung[2]). Jäger[3])

[1]) Volta, Gilb. Ann. Bd. IX, S. 380. 1801;* Bd. X, S. 425. 1802;* Bd. XII, S. 498. 1803.*

[2]) Wir begnügen uns, nur die wichtigeren der jetzt nicht mehr mit der Erfahrung übereinstimmenden Abänderungen dieser und der chemischen Theorie zu geben, um so mehr, als die früheren Ansichten schon von Pfaff in Gehler's physikalischem Wörterbuch, Bd. IV, Cap. Galvanismus,* von Munke, ebendaselbst im Registerband I, S. 180* und von Seyffer in seiner „Geschichtlichen Darstellung des Galvanismus" Stuttgart 1848* zusammengestellt worden sind.

[3]) Jäger, Gilb. Ann. Bd. LII, S. 81, 1816;* Vergl. auch Reinhold, Gilb Ann. Bd. X, S. 464, 1802;* Bd. XII, S. 34, 1803* und Erman in Folge seiner Thl. I, §. 62 beschriebenen Versuche, Gilb. Ann. Bd. XI, S. 89. 1802*. Auch Berzelius schloss sich der Theorie von Jäger eine Zeit lang an (Lehrb. I Aufl. Bd. I. S. 594), bis er zuletzt zur gewöhnlichen Contacttheorie überging (Lehrb. der Chemie Aufl. V, Bd. I, S. 83, 1843.*

indess glaubte, analog wie bei der trockenen Säule sollten auch bei der gewöhnlichen Säule die Leiter zweiter Klasse zuerst als Isolatoren wirken, durch welche hindurch die Elektricitäten an den Metallplatten sich bänden. Dann sollten sie eine langsame Vereinigung der Elektricitäten durch ihre Masse gestatten. Wir sahen schon Thl. I. §. 30, dass diese Theorie für die trockne Säule auf Widersprüche stösst, welche sich bei der Hydrosäule wiederholen.

Die chemischen Processe in dem Leiter zweiter Classe wurden von den meisten Anhängern der Contacttheorie als völlig secundär angesehen; indess schon Davy [1]) nahm an, dass dieselben an der Strombildung einen wesentlichen Antheil nähmen. Die durch die schlecht leitenden Flüssigkeiten einer Kette, z. B. Zink, Kochsalzlösung, Kupfer sich bindenden Elektricitäten der Metalle sollten in der Art auf die Lösung wirken, dass die beiden mit entgegengesetzten Elektricitäten geladenen Bestandtheile derselben, Sauerstoff und Säure, sowie Wasserstoff und Alkali, zu den Metallen hingeführt würden und dadurch das elektrische Gleichgewicht aufhöben, indem das Zink sich auflöste und der Wasserstoff entwiche. Die Contactkraft zwischen den Metallen stellte dann die Ladung von Neuem wieder her. — Spätere Physiker sind immer mehr in Betreff der Rolle, welche der elektrolytische Process bei der Ausgleichung der durch den Contact erregten Elektricitäten spielt, auf die weiter unten ausgeführten Ansichten zurückgekommen.

Die Contacttheorie wurde von vielen Physikern angegriffen. Namentlich wurde die Bedeutung der Fundamentalversuche in Zweifel gezogen, worauf wir später noch zurückkommen. Sodann konnte die Contacttheorie nicht genügende Rechenschaft geben von dem Einfluss der chemischen Processe, welche in vielen Fällen selbst die Richtung des entstehenden Stromes vorhersagen lassen [2]). Deshalb stellte man der Contacttheorie die chemische Theorie gegenüber, welche eine nähere Erklärung der Elektricitätserregung beim Contact geben will. Nach derselben soll diese nur dann auftreten, wenn zugleich eine wirkliche chemische Einwirkung der einander berührenden Körper, oder doch eine, wenn auch nicht direct mit chemischen Processen verbundene Störung des chemischen Gleichgewichtes, eine „Tendenz zur chemischen Wirkung“ zwischen denselben in Thätigkeit kommt. Nach dieser Theorie sollte also beim Contact von Me- 838

[1]) Davy, Phil. Trans. 1826. p. 407;* Gilb. Ann. Bd. XXVIII, S. 181. 1808.*

[2]) Wenn Faraday, (Exp. Res. Ser. VIII, §. 880 u. flgde.*) zu zeigen versuchte, dass zwischen einer Zink- und Kupferplatte, die einerseits in verdünnte Säure, andererseits in Jodkaliumlösung tauchten, letzteres zersetzt wurde, so beweist dies nichts gegen die Contacttheorie, da dieselbe die Elektricitätserregung zwischen Metallen und Flüssigkeiten nicht leugnet. Ebenso wenig würde die Anfangs von ihm vermuthete Existenz des Schliessungsfunkens eines einfachen Elementes beweisend sein. — Andere Einwürfe gegen die Contacttheorie, dass sie die stromschwächende Wirkung der in einen elektrolytischen Leiter eingeschobenen Zwischenplatten, die Zunahme der Wirkung der Säule in oxydirenden Flüssigkeiten und Gasen nicht zu erklären vermöge, sind durch die Untersuchung der Polarisationserscheinungen beseitigt. Ebenso wenig sprechen die Vorgänge bei der Elektrolyse direct weder für noch gegen diese Theorie, da der Ort, so wie die Art der Elektricitätserregung im Stromkreise für dieselben ganz gleichgültig ist.

tallen im Allgemeinen keine Elektricitätserregung stattfinden, sondern zu derselben die Anwesenheit zweier Körper, die chemisch aufeinander wirken könnten, unbedingt erforderlich sein [1]).

Früher nahm man allgemein an, dass nur dann eine Elektricitätserregung und ein Strom auftreten könnte, wenn die einander berührenden Körper, auch schon ohne einen geschlossenen Kreis zu bilden, chemisch auf einander einwirkten. Dieser Satz ist mit grosser Bestimmtheit u. A. von Ritter [2]) ausgesprochen worden.

839 Zuerst schrieb man der Oxydation allein den Grund der Elektricitätserregung in der Kette zu. So meint Bostock [3]), bei der Oxydation des Zinks in Wasser verbinde sich das Zink mit dem Sauerstoff; die dabei entwickelte (positive) Elektricität werde durch den Wasserstoff fortgenommen und der zweiten, negativen Erregerplatte zugeführt. Das oxydirbarere Metall soll hiernach also in der Kette das elektropositive Metall sein. Mit der Verstärkung der Oxydation sollte die elektromotorische Wirkung der Kette gleichfalls gesteigert werden. — Diese Oxydationstheorie erhielt eine grosse Stütze durch die Beobachtungen, namentlich von Davy und Anderen [4]), dass die Wirksamkeit der Kette durch Zusatz von oxydirenden Substanzen, z. B. Salpetersäure, zu der Flüssigkeit wesentlich verstärkt würde; eine Wirkung, welche indess nach den neueren Untersuchungen nur auf der Verminderung der Polarisation beruht. Auch fand man bald Säulen, bei denen gerade das stärker oxydirte Metall die Rolle des negativen Erregers spielt, so z. B. bei den Säulen mit zwei Flüssigkeiten nach Davy (Zinn, Salpetersäure, Wasser, Zinn u. s. w.) (Thl. I, §. 37) und nach Berzelius [5]) (Zink, Lösung von schwefelsaurem Zinkoxyd, Salpetersäure, Kupfer).

Allgemeiner hat zuerst Parrot [6]) die chemische Theorie aufgefasst. Die Oxydation ist bei ihm nur ein Beispiel ähnlicher elektromotorisch wirkender chemischer Processe. Durch die Oxydation des Zinks in dem Element Zink, Flüssigkeit, Kupfer soll dasselbe $-1E$, die Flüssigkeit $+1E$, ebenso durch die Oxydation des Kupfers die letztere $+1E$, ersteres $-1E$ erhalten. Anfangs sollen die Elektricitäten durch die gebildeten trocknen Oxydschichten getrennt bleiben und so durch den Condensator nachzuweisen sein; später binden sie sich vollkommen. Wird aber die $-1E$ des Zinks zur Erde abgeleitet, so bindet $+1E$ der Flüssigkeit die $-1E$ des Kupfers, und die übrigbleibende $+1E$ der ersteren soll grösstentheils in das Kupfer übergehen, da dasselbe eine vier- bis fünfmal so grosse Capacität für Elektricität habe als das Zink; eine durchaus willkürliche Annahme. Durch fortgesetzte analoge Wirkung sollte dann die Zunahme der Spannung in der Säule stattfinden.

[1]) Siehe auch §. 849. — [2]) Ritter, Elektr. System. der Körper S. 49. 1805.* — [3]) Bostock, Nichols. Journ. Vol. II, p. 296; Vol. III, p. 3. 1802. — [4]) Vergl. Thl. I, §. 360 und 362; auch Wollaston, Phil. Trans. 1801. S. 427;* Bucholz, Gilb. Ann. Bd. IX, S. 455. 1801;* Heidmann, Gilb. Ann. Bd. X, S. 50. 1802;* Bd. XXI, S. 85. 1805.* — [5]) Berzelius, Lehrbuch, Aufl. V, Bd. I, S. 87. 1843.* — [6]) Parrot, Lehrbuch der Physik Bd. II, S. 569. Dorpat 1811.*

Viel vollständiger ist die chemische Theorie von de la Rive [1]) durchgeführt worden. Er fasst dieselbe in folgenden drei Sätzen zusammen: 840

1) In einem Element ist stets die Metallplatte die elektropositive, welche von der erregenden Flüssigkeit einen stärkeren chemischen Angriff erfährt; so also bei ungleich grossen Platten die grössere, (was nicht richtig ist), bei Platten aus ungleichem Metall die stärker angegriffene. (In verdünnter Säure ist Eisen gegen Kupfer positiv, in Schwefelkalium negativ; ebenso in verdünnter Säure oder Kali Zinn positiv gegen Kupfer, in Ammoniak umgekehrt.) Bei Elementen mit zwei Flüssigkeiten sollte die Einwirkung derselben auf einander den Strom erzeugen, und so die saure Flüssigkeit positiv, die alkalische negativ werden. Findet kein sichtbarer Angriff statt, z. B. wenn Kali und Salpetersäure, in denen Platinelektroden stehen, durch Salpeterlösung von einander getrennt sind, so soll die Massenwirkung jener Stoffe gegen die Bestandtheile der Lösung doch einen analogen chemischen Process darstellen.

2) Ohne chemischen Angriff des einen Metalles durch die erregenden Flüssigkeiten oder letzterer untereinander entsteht keine Elektricitätserregung, so zwischen Gold und Platin in reiner Salpetersäure, zwischen Platin und Palladium in verdünnter Schwefelsäure. Bei Zusatz von einem Tropfen Chlorwasserstoffsäure im ersten Fall wird das Gold, von Salpetersäure im zweiten wird das Palladium angegriffen und deshalb positiv.

3) In gewissen Fällen treten Abweichungen ein; so ist z. B. Kupfer oder Zink in verdünnter Schwefelsäure oder Lösung von Zinkvitriol oder Chlorzink positiv gegen dieselben Metalle in Salpetersäure, obgleich letztere stärker angegriffen werden [2]). Da beim Ersetzen der Metallplatten durch die nicht angegriffenen Platinplatten ein umgekehrter Strom eintritt, so kann diese Anomalie nicht von der Wechselwirkung der Flüssigkeiten untereinander herrühren. Der Grund derselben soll deshalb darin liegen, dass einmal die beiden an der Berührungsstelle der Metalle mit den Säuren geschiedenen Elektricitäten nur zum Theil sich durch den ganzen Stromkreis ausgleichen, sondern in ungleichem Maasse an beiden Elektroden direct durch die Berührungsstelle wieder zu einander hinfliessen; dann auch, dass die von den Contactstellen ausgehenden, und den Schliessungskreis in entgegengesetzter Richtung durchfliessenden Ströme verschiedene Widerstände des Ueberganges finden, und so nach den besonderen Verhältnissen der eine oder der andere überwiegt. Diese Uebergangswiderstände wollte de la Rive dann auch bei Anwendung von Zwischenplatten wiederfinden. Auch schon in der einfachen Kette sollte ein analoges Verhalten eintreten können, wenn beide Metalle von der Flüssig-

[1]) De la Rive, Recherches sur la cause de l'électricité voltaique. Mém. de la Soc. de phys. et d'histoire naturelle de Genève 1836. (3 Mémoires);* vergleiche auch Ann. de Chim. et de Phys. T. XXXVII, p. 225. 1828;* T. XXXIX, p. 297. 1828;* Pogg. Ann. Bd. XV, S. 98;* Pogg. Ann. Bd. XXXVII, S. 506;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LXII, p. 147. 1836;* Pogg. Ann. Bd. XL, S. 355. 1837.* — [2]) Berzelius, Lehrbuch 5. Aufl. Bd. I, S. 85. 1843.*

keit angegriffen werden. — Letztere Annahmen sind indess sehr willkürlich. Auch hat de la Rive neuerdings seine Theorie mit der Theorie von Schönbein vertauscht. Wir können deshalb wohl auch auf ein weiteres Eingehen auf seine, in manchen Punkten unrichtige ältere Theorie der zusammengesetzten Säule verzichten, bei der er auch die von Poggendorff widerlegte Annahme eines Rückstromes (Thl. I, §. 74) macht [1].

841 Auch Faraday [2]) schloss sich Anfangs den Ansichten von de la Rive in den meisten Punkten an, um so mehr, als seine elektrolytischen Untersuchungen ihn noch besonders auf die innigen Beziehungen zwischen den galvanischen Strömen und den chemischen Wirkungen aufmerksam machten. Auch er versucht zu zeigen, dass eine Reihe von Ketten, in denen die Metalle nicht von dem Elektrolyt angegriffen werden, keinen Strom liefern; so z. B. in Schwefelkaliumlösung: Eisen oder Nickel mit Platin, Gold oder Palladium; Platin mit Gold oder Palladium; Schwefelkies, Eisenkies, durch Verbrennen von Eisen gewonnenes Eisenoxyd mit Platin; Schwefelwismuth mit Gold, Palladium, Eisen, Nickel, Blei; Schwefelblei mit denselben Metallen und Platin oder Schwefelwismuth; ferner in salpetrichter Säure: reines oder in einer Flamme oxydirtes Eisen mit Platin; endlich in Kalilauge: Silber, Nickel oder Eisen mit Platin u. s. w. In den letzteren Fällen entstand meist Anfangs ein schnell verschwindender schwacher Strom; das erstgenannte Metall war positiv. — Dagegen zeigen dieselben Flüssigkeiten mit Metallen, auf welche sie chemisch einwirken, sogleich einen starken Strom; so Zinn, Blei, Wismuth mit Platin oder Gold in gelber Lösung von Schwefelkalium. Auch hier hört der Strom bald auf, beim Zinn wegen Bildung von nicht leitendem Schwefelzinn, beim Blei und Wismuth wegen Bildung von gut leitenden Schwefelmetallen, die indess von der Lösung nicht weiter angegriffen werden. Kupfer, Antimon, Silber, Cadmium, Zink geben mit Platin in derselben Lösung andauernde Ströme, da die gebildeten Sulfurete porös oder flockig oder in der Flüssigkeit löslich sind; ebenso verhält sich graues Schwefelkupfer mit Platin, da es aus der Lösung noch mehr Schwefel aufnehmen kann. Kupferkies, der letzteres nicht mehr zu thun vermag, ist dagegen unwirksam mit Platin. Faraday zeigt ferner, dass jede chemische Veränderung der Lösung die Intensität der Ströme oder auch sogar bei Umkehrung der chemischen Thätigkeit ihre Richtung ändern kann; so auch Erwärmen oder Verdünnen der Lösung, sowohl beim Einsenken zweier gleicher oder verschiedener Metallplatten in dieselbe als auch in zwei einander berührende Flüssigkeiten (vgl. Thl. I, §. 40, 441 und flgde.).

[1]) Einwände gegen diese Theorie: Pfaff, Ann. de Chim. et de Phys. T. XLI, p. 236. 1829;* Becquerel, ibid. T. XLVI, p. 286. 1831;* Marianini, ibid. T. XLV, p. 113. 1830* und die §. 844 citirten Abhandlungen. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. VIII, XVI, XVII und XVIII.*

Abweichend von den bisher mitgetheilten Theorieen ist die Theorie von Gmelin[1]). Entsprechend der Thl. I, §. 274 ausgeführten Theorie von Fechner hat der elektropositive Bestandtheil eines Elektrolytes (Wasserstoff im Wasser) einen Theil seiner negativen, der elektronegative (Sauerstoff) einen Theil seiner positiven Elektricität bei der Verbindung (zu Wasser) unter Wärme- und Lichtentwickelung verloren. Kommt nun z. B. Zink mit saurem Wasser in Berührung, so hat es grössere Verwandtschaft zum Sauerstoff, als der Wasserstoff; die zunächstliegenden Moleküle des Wassers richten sich, ähnlich wie bei der Elektrolyse, mit ihren Sauerstoffatomen gegen das Zink und wenden ihre Wasserstoffatome von demselben ab. Es soll sich nun das Zink mit dem Sauerstoff des nächstliegenden Wasseratoms verbinden und dadurch mit negativer Elektricität geladen werden, welche zum grössten Theil zum Wasserstoff des Wasseratoms übergeht, und dasselbe in seinen natürlichen unelektrischen Zustand wie vor der Verbindung versetzt. Da indess der zwischen Zink und Wasserstoff liegende Sauerstoff diesen Uebergang erschwert, so zeigt das Zink am Elektroskop noch eine schwache negative Ladung; der Wasserstoff erhält nicht ganz die genügende Menge negativer Elektricität und entzieht sie deshalb dem Wasser, welches mithin eine schwache positive Ladung zeigt. Dies soll der rein chemische Process bei der Lösung des Zinks sein, bei welchem also kein galvanischer Strom auftritt. 842

Ein unabhängig vom Zink in das Wasser gestelltes Metall (Kupfer), welches geringere Affinität zum Sauerstoff hat, soll sich ebenso wie das Zink verhalten. Auch ihm würden sich die Sauerstoffatome der zunächst liegenden Wassertheilchen zukehren, so dass an einer, zwischen beiden Metallen liegenden Stelle der Flüssigkeit zwei Wasserstoffatome aneinanderstiessen. Wird das Zink mit dem Kupfer metallisch verbunden, so geht die negative Elektricität des ersteren zum grössten Theil zu letzterem, welches schwächer negativ erregt ist, und zieht daselbst den Wasserstoff des nächstliegenden Wasseratoms an, so dass sich nun alle Wassertheilchen mit ihrem Wasserstoffatom dem Kupfer zukehren, und endlich der Wasserstoff des Wassers am Kupfer selbst entweicht. Die so eingeleitete chemisch-galvanische Zersetzung dauert dann fort, wie wir Thl. I, §. 271 ausgeführt haben. Der galvanische Strom soll also nur in Folge des Widerstandes entstehen, der dem Uebergang der geringen, im Zink zurückbleibenden negativen Elektricität zum Wasserstoff des benachbarten Wasseratoms entgegensteht; eine sehr wenig wahrscheinliche Annahme. Mit dem Wachsen der galvanisch-chemischen Thätigkeit nimmt daher die rein chemische an der Oberfläche des Zinks ab. — Bei Anwendung von reinem Wasser findet die Oxydation wegen Bildung von Oxyd langsamer statt, als bei Anwendung von verdünnter Säure, die das gebildete Oxyd löst und prädisponirend wirkt. Daher geht bei letzterer in derselben Zeit mehr Elek-

[1]) L. Gmelin, Lehrbuch der Chemie 5. Aufl. Bd. I, S. 315. 1852;* auch Pogg. Ann. Bd. XLIV, S. 1. 1838.*

tricität vom Zink zum Kupfer; indess nimmt dadurch die „Spannung" nicht zu, da diese von der Menge der negativen Elektricität abhängt, die nicht vom Zink zum Wasserstoff übergeht. Eben diese Spannung hängt dann auch von der Differenz der Affinitäten des Zinks und Kupfers zum Sauerstoff ab. — Aehnlich wie diese Metalle verhalten sich andere Metalle, die zum elektronegativen Bestandtheil der erregenden Flüssigkeit ungleiche Verwandtschaft haben. Auch ein Superoxyd giebt, mit einem Metall combinirt, in einem Elektrolyt Ströme, indem es an den letzteren Sauerstoff abtritt, der zuletzt zum zweiten Metall gelangt. Das reducirte Oxyd nimmt aus diesem Metall durch den verbindenden Drath die ihm bei seiner Verbindung zu Superoxyd entschwundene negative Elektricität auf, und diese negative Elektricität erhält das Metall entweder durch chemische Einwirkung der Flüssigkeit, z. B. Oxydation, wieder, oder dadurch, dass die Flüssigkeit bei der Aufnahme des Sauerstoffes des Superoxydes freie negative Elektricität erhält. — Die Zunahme der Spannung in der offenen und der Stromintensität in der geschlossenen vielpaarigen Säule erklärt sich dann einfach durch Addiren der Wirkungen ähnlich wie in Thl. I, §. 22. Sind in zwei Elementen $Z'K'$ und $Z''K''$ die Platten K' und Z'' verbunden, so verbindet sich die positive Elektricität von K' mit der negativen von Z'', so dass beide unelektrisch werden. Da nun die Spannungsdifferenz zwischen Z' und K', sowie Z'' und K'', constant bleibt, so nehmen jetzt Z' und K'' die doppelten Elektricitätsmengen an wie vorher, während sich durch Z'' und K' noch einmal ebenso grosse Elektricitätsmengen wie vorher ausgleichen u. s. w.

843 Während in den bisher behandelten Theorieen, wenigstens für die Bildung eines galvanischen Stromes, die Anwesenheit eines Elektrolytes meist stillschweigend als nothwendig vorausgesetzt wurde, sind namentlich Becquerel und Matteucci genauer auf diese Frage eingegangen. Nach Becquerel[1]) soll die Anwesenheit eines Elektrolytes zur Elektricitätserregung nicht nöthig sein. Es soll bei allen chemischen Actionen Elektricitätsentwickelung eintreten. Zuerst soll jede Verbindung die Ursache einer Elektricitätserregung sein, so z. B. die Verbindung der Säuren und Alkalien in der Säure-Alkali-Kette. Bei Berührung zweier Säuren soll sich aus diesem Grunde stets die oxydirendere mit positiver Elektricität laden; ebenso bei Berührung zweier Salzlösungen diejenige, welche die oxydirende Säure enthält (Lösungen von Nitraten und Sulfaten). Bei den Zersetzungen sollte gerade die umgekehrte Elektricitätsentwickelung wie bei den Verbindungen eintreten; dagegen bei Zersetzungen durch doppelte Wahlverwandtschaft keine Elektricität erregt werden. Auch bei der Verbindung einfacher Körper, z. B. bei der Verbrennung, soll stets

[1]) Becquerel, Traité T. VI, p. 333. 1840;* Compt. rend. T. XXVIII, p. 658. 1849;* T. XXXVIII, p. 758. 1854.*

Elektricität auftreten, und zwar soll sich der verbrennende Körper negativ laden. Ebenso würde auch bei der Verbindung von Metallen mit Chlor, Brom, Jod eine negative Ladung der ersteren zu erwarten sein. — Der galvanische Strom sollte unmittelbar eine Folge der bei diesen Processen stattfindenden Elektricitätsentwickelungen sein. Nur wenn z. B. der eine in eine Verbindung eingehende Körper, wie in dem letzten Beispiel, ein Nichtleiter ist, so soll kein Strom entstehen können.

Gegen diese Ansichten wendet Matteucci ein, dass bei Verbrennung von reiner Kohle oder Zink in Luft oder Sauerstoff, von Kupfer, Zinn, Antimon, Zink in Chlor die verbrennenden Körper einen mit ihnen verbundenen Condensator nicht laden; dass ebensowenig beim Erhitzen von Silberoxyd, Bleisuperoxyd, Goldchlorid in einem mit einem Condensator verbundenen Platintiegel eine Ladung des letzteren wahrzunehmen ist, so dass also weder eine directe Verbindung noch eine Zersetzung Elektricität hervorruft. — Indess können diese Resultate auch nur dadurch bedingt sein, dass die Elektricität des bei der Verbrennung und Zersetzung fortgehenden Gases nicht abgeleitet wurde. Wenigstens erhielt Gaugain [1]) beim Verbrennen einer mit dem Condensator verbundenen Kohle in Sauerstoff, bei der Matteucci keine Ladung des Condensators wahrnahm, stets eine solche, als über der Kohle eine zur Erde abgeleitete Platinspirale angebracht wurde. — Wenn ferner Matteucci ein Element aus einer Platinplatte in Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd und einer Platte von Kupfer, Wismuth, Zinn oder Quecksilber in Lösung von schwefelsaurem Kali zusammensetzte und keine Zunahme der Stromintensität bemerkte, als er in die letztere Lösung Chlor, Brom oder Jod einführte, obgleich sich das elektropositive Metall schneller löste, so ist dies auch kein Gegenbeweis gegen die Elektricitätserregung bei der Verbindung der Salzbildner mit den Metallen, da hier diese chemische Action mit der Bildung des galvanischen Stromes selbst nicht in unmittelbarem Zusammenhange steht. An der Platinplatte verstärken die Salzbildner den Strom durch Aufhebung der Polarisation. — Matteucci will nach seinen Versuchen im Gegensatz zu Becquerel, dass nur dann eine Elektricitätserregung eintrete, wenn ein Elektrolyt zersetzt wird und sich ein Ion desselben ausscheidet. — So soll z. B. beim Einschütten von Chlorwasserstoffsäure in einen mit dem Elektroskop verbundenen Eisentiegel sogleich eine negative Ladung desselben erfolgen und eine in den entweichenden Dampf gehaltene Platinplatte sich positiv laden. Ebenso soll ein Platintiegel, in dem sich ein Stückchen Kalium befindet, beim Aufschütten von Wasser sich negativ laden, so dass also stets, wenn der elektronegative Bestandtheil des Elektrolytes, Chlor oder Sauerstoff, sich mit dem Metall im Tiegel verbindet, das letztere sich negativ ladet.

Ein galvanischer Strom soll hierbei stets entstehen, wenn die Elemente eines Elektrolytes durch die Affinität der einen oder beider Elek-

[1]) Gaugain, Compt. rend. T. XXXVIII, p. 731. 1854.*

troden der Kette gegen dieselben von einander getrennt werden. Wird diese Affinität vermehrt, so soll die elektromotorische Kraft des Elementes wachsen. Dies soll nach Matteucci z. B. eintreten, wenn die Lösung an der elektronegativen Erregerplatte der Kette mit Chlor u. s. w. gesättigt wird, und dadurch eine Affinität derselben gegen den Wasserstoff des Wassers erzeugt wird. Die bei der Verbrennung von Kohle u. s. w. erzeugten Elektricitätsentwickelungen will Matteucci [1]) alle auf einen Gehalt derselben an Wasser zurückführen, welches bei der Verbrennung verdunstet und nun zwischen der Kohle und dem über ihr befindlichen ableitenden Drath zersetzt wird; eine Annahme, die indess doch noch genauer geprüft werden müsste, da wir doch nicht wissen, welche Rolle die Temperaturerhöhung bei den Verbrennungsprocessen spielt.

Zur Beurtheilung, ob die Theorie der Elektricitätserregung von Becquerel oder von Matteucci mehr der Wirklichkeit entspricht, erscheint es wichtig, einen entscheidenden Versuch zu besitzen, welcher zeigt, ob wirklich bei der Verbindung einfacher Körper Elektricität frei wird. Bringt man aber in Quecksilber einen Platinstreifen und einen Streifen von Zink oder Blei oder Legirungen von Zink, Zinn oder Blei, welche mit den Leitungsdräthen eines Galvanometers verbunden sind, so erhält man nach Moser [2]) einen Strom, während jene Metalle sich amalgamiren, der durch die Berührungsstelle vom Quecksilber zum amalgamirten Metall geht. Findet keine Amalgamation statt, z. B. bei Anwendung von Kupfer, so zeigt sich auch kein Strom. Ist das Quecksilber stark mit Zink verunreinigt, so kehrt sich die Stromesrichtung bei wiederholtem Einsenken von Zink um. — Eine weitere Ausführung dieser Versuche wäre sehr werthvoll. Man hätte bei derselben namentlich darauf Rücksicht zu nehmen, dass auch die durch die Amalgamation bedingten Temperaturänderungen Thermoströme zwischen den Metallen und dem Quecksilber erregen könnten.

844 Gegen die bisher mitgetheilten chemischen Theorieen [3]), nach denen der chemische Angriff der einander berührenden Stoffe die erste Ursache der Elektricitätserregung beim Contact ist, sind von den Anhängern der Contacttheorie gewichtige Gründe aufgestellt worden.

1) Matteucci, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. X, p. 78. 1844;* T. XVI, p. 257. 1846;* T. XXXIV, p. 281. 1852;* Compt. rend. T. XXXIX, p. 258. 1854.*

2) Moser, Dove's Repertorium Bd. II, S. 117. 1838.*

3) Eine zwischen der Contact- und chemischen Theorie stehende Theorie ist von C. H. B. Karsten (Ueber Contactelektricität, Schreiben an A. v. Humboldt, Berlin 1836*) aufgestellt worden. Wir wollen hier nur ihre Grundzüge andeuten. In den gewöhnlichen Flüssigkeiten sollen alle Metalle an ihren eingesenkten Stellen positiv elektrisch werden und dadurch im Stande sein, die negative Elektricität der Flüssigkeit zu ihren, aus derselben herausragenden Theilen abzuleiten. Sind aber zwei Metalle eingesenkt, die verschieden elektromotorisch wirken, so soll der schwächere Elektromotor (Kupfer) die negative Elektricität der Flüssigkeit annehmen, der andere stärkere (Zink) bleibt positiv. Ersterer kann daher die positive Elektricität der Flüssigkeit, letzterer die negative Elektricität derselben anziehen. Dies sind indess durch-

ıcg:gon ncg:gon ncg:g

Wir wollen hier nicht die vielen kritischen Untersuchungen besprechen, welche diesen oder jenen einzelnen Versuch der Anhänger der chemischen Theorie widerlegen sollten, sondern nur die entscheidendsten Gründe anführen [1]). Zunächst ist es durchaus nicht begründet, dass die elektromotorische Kraft proportional der Intensität der chemischen Action ist. Fechner [2]) verband z. B. bei seinem sogenannten *experimentum crucis* fünf mit Wasser, und fünf mit verdünnter Salzsäure geladene Kupfer-Zinkelemente gegeneinander. Ein in den Schliessungskreis eingefügtes Galvanometer zeigte kaum einen Strom an, obgleich in den Elementen die Einwirkung auf das Zink äusserst verschieden war. Dasselbe Resultat erhielt Fechner auch bei Anwendung eines grossen und kleinen Elementes, was sich übrigens auch unmittelbar aus dem Ohm'schen Gesetz ergiebt. — Auch Pfaff [3]) fand, dass ein Grove'sches Element, in welchem das Zink mit Zinkvitriollösung umgeben ist, stärker wirkt als ein gleiches Element mit verdünnter Schwefelsäure, obgleich im letzteren Falle der Angriff viel stärker ist. — Einige Versuche von Wüllner [4]) scheinen auch diese Beweisgründe nicht ganz zu entkräften. Er stellt aus vier, durch poröse Thonwände und Blase von einander getrennten Glasringen ein vierzelliges Gefäss her, welches oben und unten mit vergoldeten Messingplatten bedeckt ist, die mit dem Galvanometer verbunden sind. Beim Füllen des Gefässes mit destillirtem Wasser entstand in demselben kein Strom, auch nicht, als in der dritten Zelle von unten auf einem Papierbausch eine Platinplatte angebracht und das Wasser daselbst mit Schwefelsäure angesäuert wurde. Wurde die Platinplatte aber durch eine Zinkplatte, ein Stück Schwefeleisen oder Kreide ersetzt, so dass eine Gasentwickelung eintrat, so durchfloss den Apparat ein Strom von unten nach oben. Die Gase kamen hierbei mit den Messingplatten nicht in Contact; auch konnte weder die dichtere Bedeckung der unteren Fläche der gelösten Körper mit Wasserstoff noch der Contact derselben mit der unterhalb entstehenden dichteren Salzlösung den Strom bewirken, da z. B. die Kreide, so wie der

aus unbegründete Hypothesen. Sind beide Metalle verbunden, so entsteht ein Strom zwischen ihnen, der durch die im gleichen (?) Sinne wirkende elektromotorische Kraft zwischen den Metallen verstärkt werden soll. In der Flüssigkeit soll keine Ausgleichung der Elektricitäten stattfinden, sondern dieselben sollen nur als Erreger wirken. Im Gegentheil, wenn sie besser leiten, wie z. B. Quecksilber, so soll die Thätigkeit der Kette vermindert werden, weil dann die Elektricitäten sich durch die Flüssigkeit vereinen. Auch diese Annahme ist nicht richtig (vergl. Theil I, §. 53). Ueber die weiteren, ebenfalls meist nicht gegründeten Versuche von Karsten (Einschaltung von Elementen mit zwei gleichen Metallelektroden in den Schliessungskreis, bei denen überdies die damals noch nicht gehörig gekannten Polarisationserscheinungen auftreten), siehe auch die Kritik von Pfaff in dessen Revision S. 139 u. flgde. 1837.*

[1]) Vergl. namentlich Pfaff, Revision; und Parallele der chemischen und Contacttheorie 1845; auch Poulsen; die Contacttheorie vertheidigt u. s. f. Dissertation, Heidelberg 1845. — [2]) Fechner, Pogg. Ann. Bd. XLII, S. 509. 1837* (ebendaselbst Widerlegung einiger unrichtig angestellter Versuche von de la Rive, nach denen z. B. Kalium, nur wenn es oxydirt wird, einen Condensator laden kann u. s. f.) — [3]) Pfaff, Pogg. Ann. Bd. LIII, S. 306. 1841.* — [4]) Wüllner, Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 94. 1860;* vergl. auch die Polemik zwischen Henrici und Wüllner, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 136 und S. 630. 1860.*

bei ihrer Lösung gebildete Gyps nicht leiten. Wüllner meint deshalb, obgleich im ersten Moment der chemische Process nach allen Richtungen gleichmässig stattfand, werde doch durch die Ansammlung von Gas die untere Fläche der Körper theilweise vor dem Angriff geschützt, der chemische Process wiederhole sich also nach dem Entweichen des Gases wesentlich auf der oberen Fläche, und derselbe sei hier also wirklich die Quelle des Stromes. — Dasselbe Resultat leitet er aus der Entstehung eines Stromes her, als er in die mittlere Zelle eines dem beschriebenen ähnlichen, aus drei Zellen gebildeten Gefässes eine Lösung von doppelt kohlensaurem Natron brachte und zu dieser eine Lösung von doppelt schwefelsaurem Natron zusetzte. Der Strom dauerte so lange, als die Gasentwickelung anhielt. Indess wie bei den Versuchen über die Ströme bei der Lösung von Salzen (Thl. I, §. 36) kann man auch diese Ströme als secundäre ansehen, entstanden durch die bei den chemischen Processen sich bildende Uebereinanderlagerung von Wasser, concentrirter oder mit Gas gesättigter Salzlösung, verdünnter oder mit weniger Gas erfüllter Salzlösung, Wasser, so dass sie dann ganz mit den (Thl. I, §. 35 u. flgde.) erwähnten Strömen zusammenfielen [1]).

845 Ferner besitzen oft Elemente, in denen die chemische Action vor der Schliessung völlig dieselbe ist, sehr verschiedene elektromotorische Kräfte, so namentlich die von Poggendorff untersuchten Combinationen verschiedener negativer Metalle mit demselben positiven Metall in einer Flüssigkeit (Thl. I, §. 128) und manche ähnliche Ketten mit zwei Flüssigkeiten, z. B. die Ketten Zink, verdünnte Schwefelsäure, Chromsäure, Platin oder Kohle (Thl. I, §. 129) [2]). In anderen Fällen ist das stärker angegriffene Metall statt elektro-positiv, elektro-negativ; wie wir solche Beispiele aus §. 39 entnehmen können. Wollte man in diesen Fällen die obigen Theorieen festhalten, so müsste man die von de la Rive aufgestellte, aber durch nichts motivirte Annahme des Rückströmens der Elektricitäten durch die Contactstellen und der ungleichen Widerstände für die in entgegengesetzten Richtungen circulirenden Ströme in demselben Schliessungskreise machen.

Ferner zeigen sich oft Ströme zwischen Elektroden, welche gar nicht von der erregenden Flüssigkeit angegriffen werden. — Die von de la Rive und Faraday beigebrachten Boweise des Gegentheils sind hierfür nicht maassgebend, da meist die im ersten Moment der Schliessung auftretenden Ströme durch die sogleich gebildete Polarisation auf Null reducirt werden, wie auch Faraday öfters eine solche Abnahme beobachtet hat. So entstehen Ströme zwischen Superoxyden, z. B. Mangansuperoxyd oder Bleisuperoxyd, welche etwa auf elektrolytischem Wege auf Platinplatten niedergeschlagen sind, und Platin oder anderen Metallen in concen-

[1]) Vergl. namentlich Poggendorff, Pogg. Ann. Bd. XLIX, S. 31. 1840;* Bd. LIV, S. 353. 1841.*

trirter Salpetersäure. Erstere sind hierbei ausnehmend negativ. — Freilich hat man auch hier sehr schwache Einwirkungen der Flüssigkeiten auf das Superoxyd angenommen (de la Rive l. c.), und die Ströme namentlich verstärkt gefunden bei Anwendung reducirender Lösungen, z. B. von Kalilauge mit Alkohol [1]); indess beruht diese Verstärkung auf der Verzehrung des sich auf der Metallplatte abscheidenden polarisirenden Sauerstoffs. In concentrirter Salpetersäure dürfte man kaum solche Einwirkung annehmen. — Ferner ist chemisch reines, auf galvanischem Wege niedergeschlagenes Zink in verdünnter Schwefelsäure völlig indifferent; es wird auch in längerer Zeit nicht von derselben angegriffen. Nichts desto weniger verhält es sich in der Kette gegen Kupfer elektropositiv. Das gleiche Verhalten zeigt amalgamirtes Zink, welches sogar positiv gegen gewöhnliches Zink ist, obgleich es nicht, letzteres aber stark angegriffen wird.

Ganz unzweideutig sprechen in dieser Beziehung die Erscheinungen in der Gassäule. Wird in Wasser eine reine und eine mit Wasserstoff beladene Platinplatte eingesenkt, so können wir gewiss nicht annehmen, dass der Wasserstoff auf das Wasser oder das Platin für sich schon wirklich chemisch einwirkt, und doch erhält man einen Strom; die mit Wasserstoff beladene Platinplatte ist stark positiv. — Die analogen Resultate erhält man bei Anwendung anderer Gase.

Wir haben erwähnt, dass, wenn wir zu der mit Wasserstoff beladenen Platte eine zweite mit Sauerstoff umgebene in das Wasser senken, der Strom stärker wird. Man hat wohl vermuthet, dass hier die directe Verbindung beider Gase bei ihrer Mischung im Wasser den Strom erzeuge. Obiger Versuch zeigt indess, dass dies der Grund der Stromerzeugung nicht sein kann [2]).

Wollten wir die Ströme bei der Anwendung von Gasen nur auf die directe chemische Einwirkung der Gase auf die mit ihnen umgebenen Elektroden schieben, so würden wir oft ganz falsche Resultate erhalten. So geht der Strom zwischen einer in Chlorwasser befindlichen oder nur mit Chlor beladenen Platinplatte und einer in reinem Wasser befindlichen reinen Platinplatte durch das Wasser von letzterer zu ersterer. Würde die Strombildung auf die Einwirkung des Chlors auf das Platin zurückzuführen sein, so sollte nach den älteren Theorieen der Strom gerade die entgegengesetzte Richtung haben. — Aehnliche Beispiele könnten wir noch manche anführen.

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XVII, §. 2042.*

[2]) Ungeachtet dieser Resultate suchen Becquerel und E. Becquerel auch noch in ihrem im Jahre 1855 erschienenen Traité d'électricité (en 3 vol.) Vol. I, p. 183 u. flgde.* den Hauptgrund der Elektricitätserregung in dem directen chemischen Angriff; in der Gassäule, z. B. in der Verbindung des Wasserstoffs und des im Wasser aufgelösten Sauerstoffs, in der Alkali-Säurekette trotz der Theil I, §. 37 citirten Versuche, in der Verbindung dieser beiden Stoffe; in einer Kette, bestehend aus einem glühenden Platintiegel, in welchem man Salpeter geschmolzen hat, in den man ein Stück Kohle einsenkt, welche ebenso, wie der Tiegel mit dem Galvanometer verbunden ist, in der lebhaften Verbrennung der Kohle u. s. f. — Andere

Wegen dieser Gründe sind die Theorieen unbedingt zu verlassen, nach denen ein chemischer Angriff auch schon vor Schliessung der Kette zur Elektricitätserregung in derselben nöthig sein soll.

846 Schönbein[1]) hat deshalb eine andere elektrochemische Theorie aufgestellt, welche sich besser der Erfahrung anschliesst. Wir wollen dieselbe an einem Beispiel erläutern. Befindet sich eine Platte von chemisch reinem Zink in Wasser, so findet eine „Tendenz zur chemischen Verbindung“ und dadurch eine Störung des chemischen und elektrischen Gleichgewichtes statt. Das Zink übt eine chemische Anziehung auf den mit negativer Elektricität (vergl. Thl. I, §. 274) beladenen Sauerstoff des Wassers aus, so dass sich dieser dem Zink zukehrt. Hierdurch wird die positive Elektricität der dem Wasser zunächst liegenden Stellen des Zinks durch die negative des Sauerstoffs gebunden, und die negative Elektricität jener Stellen begiebt sich nach den aus der Flüssigkeit herausragenden Stellen des Zinks. Der dem Zink abgekehrte Wasserstoff der Wassertheilchen ist mit positiver Elektricität geladen; dadurch wird auch das folgende Wassertheilchen wie das erste gelagert u. s. f., ganz wie wir dies bei der Theorie der Elektrolyse besprochen haben. Eine chemische Verbindung des Sauerstoffs mit dem Zink und eine Abscheidung des Wasserstoffs tritt noch nicht ein, ebensowenig wie eine weitere Bewegung der Elektricitäten. Dieselben haben nur andere statische Gleichgewichtslagen als vor dem Contact des Zinks mit dem Wasser angenommen. Wird nun am Ende der „polarisirten“ Wassersäule eine Metallplatte M eingesenkt, welche vorläufig gar keine chemische Anziehung gegen das eine oder andere Element des Wassers ausüben möge, so bindet die positive Elektricität des letzten Wasserstoffatoms die negative Elektricität der ihr zunächst liegenden Theilchen des Metalls M, und die positive Elektricität desselben begiebt sich nach den aus dem Wasser herausragenden Stellen. Auch jetzt ist noch Alles im statischen Zustande. Verbinden wir aber M mit dem Zink, so vereint sich die freie positive Elektricität des ersteren mit der negativen des letzteren, ebenso die positive Elektricität der im Wasser befindlichen Stellen des Zinks mit der negativen des benachbarten Sauerstoffatoms, welches sich zugleich mit dem Zink zu Zinkoxyd verbindet; ferner die positive Elektricität des ersten Wasserstoffatoms mit der negativen des benachbarten Sauerstoffatoms des zweiten Wassertheilchens u. s. w., bis zuletzt die positive Elektricität des letzten Wasserstoffatoms sich mit der negativen der benachbarten Theile des Metalls M verbindet, und so der

Einwände gegen die bisher mitgetheilten chemischen Theorieen, wie z. B., dass sie die Zunahme der Spannung in der Säule nicht erklären, sind nicht gerechtfertigt, da nach den Betrachtungen des §. 22, Theil I dieselbe sich ganz unabhängig von dem Ort und dem Grund der Elektricitätserregung an den Contactstellen der heterogenen Körper in der Säule ableiten lässt.

[1]) Schönbein, Beiträge zur physikal. Chemie: Ueber die Ursache der hydroelektrischen Ströme. Basel 1844;* Pogg Ann. Bd. XLIII, S. 229. 1838* (vergl. auch Bd. XLIV; S. 59. 1838*); Bd. LXXVIII, S. 289. 1849.*

Wasserstoff daselbst im unelektrischen Zustande frei wird. Sogleich lagern sich die neugebildeten Wasseratome durch die Wirkung des Zinks wieder um, und der Process beginnt von Neuem. Es ist also im Wasser der Vorgang ganz wie bei der Elektrolyse desselben. Während der Strom selbst circulirt, ist ein chemischer Process wirklich in Thätigkeit. — Denken wir uns das Zink durch eine mit Wasserstoff beladene Platinplatte ersetzt, so müsste der Wasserstoff unter Einfluss des Platins in einen eigenen erregten Zustand kommen, durch welchen er, ähnlich wie ein elektropositives Metall, polarisirend auf die Bestandtheile des Wassers einwirken könnte. — Verwenden wir statt des Zinks ein Superoxyd, so ist in diesem der Sauerstoff im erregten, ozonisirten Zustande; das Superoxyd wirkt daher auf den Wasserstoff des Wassers gerade wie vorher das Zink auf den Sauerstoff, nur dass jetzt das Superoxyd an der Contactstelle mit dem Wasser negativ elektrisch wird. Ganz analog würde eine mit Chlor oder Ozon beladene Platinplatte wirken. — Bei der Elektricitätserregung in einer aus Platin, Quecksilber und einem amalgamirbaren Metall bestehenden Säule würde ebenfalls eine ganz analoge Vertheilung der Elektricitäten durch die chemische Anziehung des letzteren Metalls gegen das Quecksilber eintreten können. Aehnliche Betrachtungen können wir in anderen Fällen anstellen.

Befindet sich auf der der erregenden Elektrode (Zink, Superoxyd) gegenüber liegenden Seite, statt eines indifferenten Körpers *M*, eine zweite Elektrode, welche eine chemische Anziehung gegen das eine oder andere Element des Elektrolytes ausübt, so addirt oder subtrahirt sich die polarisirende Wirkung derselben zu der der ersteren; die elektromotorische Kraft wird kleiner oder grösser, je nachdem beide Elektroden auf dasselbe oder jede auf ein anderes Ion des Elektrolytes wirken.

Wir können annehmen, dass analoge Aenderungen der Moleküle des Elektrolytes auch zwischen zwei Elektroden eintreten können, welche zwar eine ungleiche Anziehung gegen die Ionen desselben ausüben, aber sich doch nicht mit denselben chemisch verbinden können. Dann würde bei metallischer Verbindung der Elektroden gleichfalls ein momentaner Strom die Vereinigung der in ihnen frei gewordenen Elektricitäten vermitteln, und zugleich eine Abscheidung der den Elektroden anliegenden Ionen des Elektrolytes eintreten. Dieser Strom kann aber nicht andauern, da eben die Anziehung der Elektroden die abgeschiedenen Ionen an ihnen festhält; also bald keine Annäherung neuer Moleküle des Elektrolytes an dieselben eintreten kann, und so jene Anziehung, d. h. der Grund der elektrischen Vertheilung fortfällt. Die Ionen an den Elektroden bringen dann eine Polarisation derselben hervor, welche die ursprüngliche elektromotorische Kraft aufhebt. Solche Ursachen könnten z. B. die Ströme zwischen passivem Eisen und Platin in Säuren erklären, wobei ersteres als elektropositives Metall dient [1]).

[1]) Eine ähnliche Lagerung der Theile des Elektrolytes durch die „Tendenz zur chemischen Verbindung" hat schon Pohl [2]) angenommen, aber fälschlich hierbei die Metalle in zwei Classen getheilt, von denen die einen in den Flüssigkeiten positiv (Silber, Kupfer), die anderen negativ (Zink u. s. f.) erregt werden sollen. Berührt

847 Schönbein macht hierbei noch eine zweite Hypothese, nach der auch in den einzelnen Molekülen der metallischen Leiter eine Polarisation der Theilchen stattfindet. So würde z. B. in einem einfachen Element Zink-Wasser-Kupfer durch die Anziehung des Zinks gegen den Sauerstoff des Wassers nur in dem dem letzteren zunächst liegenden Molekül des Zinks die positive Elektricität durch die negative Elektricität des Sauerstoffs gebunden, die negative Elektricität des Zinkmoleküls aber zurückgestossen; diese bände die positive Elektricität des folgenden Moleküls, dessen negative Elektricität die positive des folgenden u. s. f., bis nur am Ende des Zinks freie negative Elektricität aufträte. In einer aus mehreren Elementen bestehenden galvanischen Säule würde sich in gleicher Weise die Vertheilung der Elektricitäten jedes Moleküls theils durch die Elektrolyte, theils durch die Metallelektroden aller übrigen Elemente hindurch fortsetzen, und so durch Addition der von allen Elementen ausgehenden Vertheilung die Zunahme der Spannung an den Enden der Säule mit der Zahl der Elemente sich erklären. Bei Verbindung der Elektroden eines Elementes oder der Endglieder der Säule durch einen metallischen Leiter, der auch durch einen Elektrolyt unterbrochen sein kann, würde sich dieselbe Polarisation durch den ganzen Schliessungskreis herstellen, und so der Strom in einer beständigen Vertheilung der Elektricitäten jedes Moleküls, sowohl im Elektrolyt wie in dem metallenen Leiter, und in einer Verbindung derselben mit den ungleichnamigen Elektricitäten der benachbarten Moleküle bestehen. Während dieser Process in den Metallen ein rein elektrischer wäre, wäre er in den Elektrolyten noch mit einer abwechselnden Trennung und Wiedervereinigung ihrer entgegengesetzt elektrischen Ionen verbunden.

Diese Hypothese führt das elektrische Verhalten aller Körper bei der Stromesleitung auf denselben Gesichtspunkt zurück. Wollten wir indess dieselbe auch nicht beibehalten, so folgt doch auch aus den Thl. I, §. 22 mitgetheilten Betrachtungen die Zunahme der Spannung an den Enden der Säule, indem sich die an den Elektroden jedes Elementes frei gewordenen Elektricitäten jedesmal durch Leitung über die folgenden Elemente verbreiten.

848 Die Theorie von Schönbein hat den grossen Vorzug, dass sie in sehr vielen Fällen nach der Betrachtung der chemischen Beziehungen des

man die beiden Elektroden ausser der Flüssigkeit, so soll seltsamer Weise die durch ihren Metallcontact erzeugte Elektrisirung, welche der durch Berührung mit den Flüssigkeiten bewirkten entgegengesetzt ist, eben durch diesen Gegensatz einen Reiz hervorrufen, welcher nun den Strom in der der letzteren Erregung entsprechenden Richtung erzeugt. — Auch Faraday [3]) bemerkt schon gelegentlich, dass bei Anwendung von amalgamirtem Zink keine directe Einwirkung der Säure auf dasselbe wahrzunehmen sei, obgleich dabei doch ein solcher elektrischer Zustand herbeigeführt wird, dass ein Strom entsteht, wenn ein Weg für denselben offen ist, so z. B., wenn ein mit dem Zink verbundener Platindrath gleichzeitig in die Säure eingetaucht ist. — [2]) Pohl, Process der galvan. Kette S. 42 u. A. Leipzig 1826.* — [3]) Faraday, Exp. Res. Ser. VIII, §. 949 und §. 1000.*

Elektrolytes zu den Elektroden in einem Element die Richtung des Stromes vorhersagen lässt, wie z. B. bei der Anwendung der Superoxyde, bei der von leicht oxydirbaren Substanzen, z. B. Zink, gegenüber weniger oxydirbaren Substanzen, oder in der Gassäule. Dabei ist stets darauf Rücksicht zu nehmen, dass die Gase durch Berührung mit den Elektroden in besondere allotropische Zustände versetzt werden können, durch welche sie mehr oder weniger energisch auf den Elektrolyt wirken. In ähnlicher Weise würde sich die ungleiche elektromotorische Kraft von Elementen mit derselben Flüssigkeit (Wasser) erklären, welche dieselbe positive Elektrode (Zink) und verschiedene negative Elektroden (Platin, Kupfer) haben. Wir hätten stets die Differenz der Anziehung beider Elektroden gegen die Ionen des Elektrolytes zu beachten. — In der Säule Zink, Schwefelsäure, Chromsäure, Platin oder Kohle könnten wir ebenfalls annehmen, dass die Kohle gegen das Chromoxyd der Chromsäure eine stärkere Anziehung ausübte, als das Platin, und so bei Anwendung der ersteren eine grössere elektromotorische Kraft sich ergäbe.

Es ist nicht zu leugnen, dass wir die chemischen Anziehungen in der Säule durchaus noch nicht in allen Fällen übersehen können. Dazu fehlt uns namentlich die Kenntniss der eben berührten allotropisirenden Einflüsse, sei es der Metalle, sei es des Elektrolytes selbst auf die den ersteren zugewandten Ionen des letzteren, oder bei Berührung zweier Elektrolyte der sich einander zukehrenden Ionen derselben untereinander. Indess ist hier doch ein Weg gebahnt, auf dem die Forschung weitere Fortschritte versuchen kann. — Wenn einzelne Anhänger der Contacttheorie, so Pfaff u. A., behauptet haben, dass sie durch die Contacttheorie alle Fälle völlig begründen könnten, bei denen sich die Grösse und Richtung der elektromotorischen Kraft aus der Betrachtung der chemischen Beziehungen noch nicht ableiten liesse, und einfach hinstellten, es wären diese Verhältnisse durch die besondere Wirkung der Contactkraft in jenen Fällen bedingt, so ist dies eben nur ein Wort, durch welches nichts erklärt, sondern im Gegentheil ein tieferes Eingehen in das Wesen der Sache vermieden wird.

Nach dem Vorhergehenden würde sich der Unterschied der Contact- 849
und chemischen Theorie jetzt nur noch in der Weise darstellen, dass erstere neben der Elektricitätserregung zwischen Körpern, welche chemische Beziehungen gegen einander ausüben, auch eine solche zwischen chemisch indifferenten Körpern annähme, letztere die Elektricitätserregung auf den ersteren Fall beschränkte und zugleich in der Störung des chemischen Gleichgewichtes die Ursache der Elektricitätserregung fände.

Was zunächst die elektrische Wirkung des Contacts chemisch indifferenter Körper, z. B. der Metalle, betrifft, so wird diese, wie man wohl früher annahm, weder zur Begründung der Theorie der Säule erfordert, wie wir auch Thl. I, §. 22 gezeigt haben, noch ist dieselbe dadurch bewiesen, dass Ohm sein Gesetz aus derselben ableitete, und Fechner, welcher dieses Gesetz experi-

mentell bestätigte, gleichfalls die Contacttheorie vertheidigte. Dasselbe Gesetz würde sich auch ergeben, wenn durch den Metallcontact keine Elektricität erregt würde. Es blieben also als Hauptbeweis dieser Erregung nur die Volta'schen Fundamentalversuche übrig. Wir haben indess schon Thl. I, §. 12 darauf aufmerksam gemacht, wie schwierig es ist, sich bei denselben von allen störenden Nebenumständen zu befreien, wie selbst im luftleeren Raum noch Gasschichten an den Metallplatten haften können, die ihr elektromotorisches Verhalten bedingen, so dass man immer noch in solchen Umständen die Ursache des Gelingens der Versuche finden könnte, und daher mit ganz vollständiger Sicherheit aus ihnen noch kein Schluss auf die Elektricitätserregung durch Metallcontact gezogen werden darf. — Wir besitzen indess bis jetzt auch noch durchaus keinen Versuch, welcher bestimmt gegen dieselbe spräche.

Nehmen wir indess eine solche elektrische Erregung beim Metallcontact an, so würde sie sich doch nur bei der ersten Berührung der Metalle äussern können. Es wäre sehr wohl möglich, dass bei ihrer Annäherung aneinander die einander berührenden Theilchen der Metalle sich anziehen, zu einander hinbewegen und dann bei ihrer Lagerung aneinander ihre Bewegung verlieren. Durch diesen Verlust an lebendiger Kraft kann eine äquivalente Arbeitsmenge erzeugt werden, welche theils in der Erzeugung von Wärme, theils darin besteht, dass sich die Elektricitäten der Metalle in anderer Weise lagern als vorher, so dass das eine einen Ueberschuss an positiver, das andere an negativer Elektricität erhielte (die letztere Arbeit entspräche der Aenderung des Potentials der gesammten bewegten Elektricitäten auf sich selbst)[1]. — Die auf diese Weise getrennten Elektricitäten würden sich vielleicht experimentell nachweisen lassen. Würden die Metalle durch mechanische Hülfsmittel von einander getrennt, so behielten sie ihre Elektricitäten, und man könnte dieselben, da sie jetzt nicht mehr zum grössten Theil an der Berührungsstelle angehäuft blieben, noch besser zeigen als vorher. Auf diese Weise könnte sehr wohl die bei der Reibung heterogener Körper auftretende Reibungselektricität nur Contactelektricität sein, welche an den jedesmaligen Berührungsstellen der geriebenen Körper durch die Molekularkräfte sich bildete, und an jenen Stellen auch bei ihrer Trennung verbliebe[2]. — Bleiben die in Berührung gebrachten Metalle unveränderlich vereint, wie z. B. durch Löthung, und werden ihre freien Enden durch einen dritten Körper verbunden, so werden die durch den Contact erregten freien Elektricitäten sich durch denselben in einem Strom ausgleichen und dabei eine Arbeit, z. B. Wärmewirkungen, leisten können. Bleibt die Verbindung der Metalle indess ungeändert, so kann dieser Strom nicht andauern, da nun die Lagerung der Moleküle an der Contactstelle ungeändert bleibt, und so kein neuer Verlust an lebendiger Kraft und keine Ursache zu neuer Elektricitätsbewegung vorhanden ist. In der

[1]) Vergl. auch Helmholtz, Erhaltung der Kraft 1847. S. 45.* — [2]) Vergl. Buff, Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. CXIV, S. 257. 1860.*

That würde sonst Arbeit aus nichts erzeugt werden. Es würde daher auch die Volta'sche Ansicht, dass von der Contactstelle aus ein die Elektricitäten beständig forttreibender Impuls ausgehe, nicht beizubehalten sein. Die Ansicht, dass die eventuelle Vertheilung der Elektricitäten bei dem Metallcontact durch ungleich starke Anziehung der Metalle gegen dieselben bewirkt wird, würde daher der Natur mehr entsprechen, wie sie auch mit dem Gesetz der Spannungsreihe übereinstimmen würde.

Wie durch die Aenderung der Lagerung der einander berührenden Moleküle jener Metalle, kann in ganz gleicher Weise durch die Aenderung der Lagerung der Ionen eines Elektrolytes in Folge der ungleichen Anziehung zweier in denselben eingesenkter Metallelektroden eine Elektricitätsvertheilung eintreten. Bei Verbindung der Elektroden könnte indess ebensowenig hierbei ein dauernder Strom erzeugt werden, wie durch den Metallcontact, wenn die gegen die Elektroden hingezogenen Ionen dabei an denselben verweilen, statische Gleichgewichtslagen daselbst annehmen und die Elektroden polarisiren (vgl. §. 846). Zur Bildung eines dauernden Stromes selbst ist unbedingt eine stets erneuerte Erzeugung von Arbeit erforderlich, indem immerfort neue Moleküle der Ionen gegen die Elektroden sich hinwenden und daselbst ihre Bewegung verlieren. Dies geschieht, indem dieselben sich mit dem Stoff der Elektroden selbst chemisch verbinden. Die bei dieser chemischen Verbindung erzeugte Arbeit ist dann vollständig äquivalent der in dem ganzen Schliessungskreise des Stromes geleisteten Arbeit, die als Wärme u. s. w. auftreten kann. Es sind dann hierbei alle, wirklich an den Elektroden stattfindenden chemischen Processe zu berücksichtigen, die theils in der Bildung wirklicher Verbindungen, theils in der Allotropisirung der Ionen bestehen können. — Bei der Berührung zweier Elektrolyte treten die analogen Processe auf.

Es ist indess wohl zu beachten, dass nicht direct das Arbeitsäquivalent der ganzen an der Contactstelle der heterogenen Körper auftretenden chemischen Action als Maass für die elektromotorische Kraft im Schliessungskreise anzusehen ist. Wenn z. B. in der Säurealkalikette von Becquerel diese beiden Stoffe sich verbinden, wenn in der Kette Platin, geschmolzener Salpeter, Kohle, die Kohle verbrennt, wenn in einem gewöhnlichen Element Kupfer, unreines Zink, verdünnte Schwefelsäure sich das Zink unter Bildung von Localströmen schnell auflöst, so wird ein grosser Theil der bei diesen chemischen Processen erzeugten Arbeit an Ort und Stelle in Wärme verwandelt und geht so für den Stromkreis selbst verloren. Wir dürfen daher nur das Arbeitsäquivalent derjenigen chemischen Processe an der Contactstelle der heterogenen Körper berücksichtigen, welche den im Schliessungskreise selbst geleisteten chemischen Wirkungen, z. B. der Menge des in demselben zersetzten Wassers äquivalent sind. Wenn demnach, entsprechend einem Ausspruch von de la Rive, eine Störung des molekularen Gleichgewichtes zur Elektricitätserregung im Allgemeinen erforderlich ist, so sind jedenfalls die in der geschlossenen Säule an den Contactstellen der heterogenen Körper vor

sich gehenden chemischen Processe die nothwendige Bedingung für die Erzeugung des galvanischen Stromes. Ob nun aber von den Processen, welche beim Contact der Metalle mit den Elektrolyten oder von letzteren unter einander stattfinden, und welche die Bildung des Stromes einleiten, der eine oder der andere, d. h. die Störung des elektrischen Gleichgewichtes oder die Aenderung der Anordnung der Elemente der Elektrolyte zuerst stattfindet, darüber vermag der Versuch nicht zu entscheiden, da wenigstens für unsere Beobachtung beide Processe ganz gleichzeitig auftreten [1]).

Die Ursache der von Quincke (Thl. I, §. 525) aufgefundenen Diaphragmenströme möchte wohl auch auf die durch den Contact der Flüssigkeiten mit dem porösen Diaphragma erzeugten Contactelektricitäten zurückgeführt werden können, welche bei der Bewegung der Flüssigkeit voneinander getrennt werden. Indess ist eine vollständige Theorie derselben noch nicht zu geben.

850 In Bezug auf die Entstehung der thermoelektrischen Ströme können wir noch keine genaueren Hypothesen über die Art aufstellen, in welcher die an der Berührungsstelle der heterogenen Körper verbrauchte Wärme zur Bildung eines galvanischen Stromes Veranlassung giebt. Nur das können wir mit Bestimmtheit sagen, dass die Erwärmung nicht nur eine Veränderung der Stellung der einander berührenden Metalle in der

[1]) Vergl. ferner Marié Davy, Cosmos T. XV, p. 567. 1859.* Auch Peltier, (Institut III, Nro. 133), sieht den Strom als Folge der chemischen Wirkung, die Spannungserscheinungen als Folge der Berührung heterogener Körper an und Majocchi (Annali di fisica di Milano. T. XVI, p. 120, T. XIX, p. 166, T. XX, p. 3; Phil. Mag. Vol. XXX, p. 97), spricht dieselben Ansichten aus und sucht durch manche nicht immer ganz gerechtfertigte Versuche zu beweisen, dass bei einseitig gerichteter chemischer Wirkung in einem Schliessungskreis nur bei gleichzeitigem Auftreten einer Contactkraft oder Adhäsionskraft, katalytischen oder elektromotorischen Kraft ein Strom entsteht. Vergl. auch Zantedeschi, Archives de l'El T. III, p. 147; Buff, Zusammenhang der neueren Elektricitätslehre mit der Contacttheorie, Naturf. Vers. in Mainz; Müller, Fortschritte S. 237, 1849;* Henrici über die Elektricität der galvan. Kette.

Nobili, (Bibl. univ. de Genève T. XXXVII, p. 118. 1828*) glaubte alle galvanischen Ströme als thermoelektrische ansehen zu können, da er solche Ströme auch beim Einsenken zweier ungleich erwärmter Platinelektroden in Wasser beobachtet hatte. Er bildete die Elektroden von Zink und Kupfer in einem einfachen, mit verdünnter Säure geladenen Element aus zwei parallelen Blechen, welche in der Mitte auseinander gebogen und an ihren Rändern ringsum verlöthet waren. In den inneren Hohlraum der Platten sowie in die Säure wurden Thermometer eingesetzt. Das Thermometer am Zink zeigte die höchste, das in der Säure eine mittlere, das im Kupfer die niedrigste Temperatur. Die Wärmeentwickelung am Zink, welche nur an der mit der Flüssigkeit in Berührung stehenden Oberfläche desselben eintritt, ist demnach sehr bedeutend; und sie sollte direct den Strom als einen Thermostrom erzeugen. Ebenso sollte die Wärmeentwickelung beim Contact zweier Flüssigkeiten die galvanischen Ströme als directe Thermoströme hervorrufen. Diese Annahmen sind indess nicht richtig, da gerade die local in der Zinkplatte und an der Contactstelle zweier Flüssigkeiten erzeugte Wärme durch secundäre, für die Strombildung selbst nicht wirksame chemische Processe hervorgerufen wird; die für die Strombildung selbst nöthige Wärme sich aber im ganzen Schliessungskreise im Verhältniss der Widerstände vertheilt. Interessant ist es indess, dass Nobili gewissermaassen die Beziehungen zwischen dem thermischen Aequivalent der chemischen Actionen in der Säule und ihrer elektromotorischen Kraft geahnt hat.

elektrischen Spannungsreihe verursacht, da hierdurch kein dauernder Strom hervorgerufen werden kann. Vielmehr muss die Wärme direct zur Erzeugung des Stromes verbraucht werden (vergl. §. 810).

Einige Versuche, diese Erscheinungen sowie andere elektrische Phänomene auf Schwingungen des Aethers oder der materiellen Moleküle zurückzuführen, welche die elektrischen Phänomene ebenso erklären sollen, wie die Schwingungen der materiellen Moleküle die Wärmephänomene, dürften doch noch als verfrüht angesehen werden. Wenn wir auch nach den Erfahrungen, welche wir über die Erzeugung der Elektricität und des galvanischen Stromes durch mechanische oder chemische Störungen des molekularen Gleichgewichtes und durch Wärmewirkungen, und umgekehrt über die chemischen, thermischen und mechanischen Wirkungen des Stromes gemacht haben, nicht zweifeln möchten, dass alle diese Phänomene gemeinsamen Principien, z. B. Bewegungserscheinungen sich unterordnen werden, und diese Annahme durch die Analogieen, welche wir zwischen der Bewegung der Wärme und Elektricität in den Leitern aufgefunden haben, und durch die fast völlige Identität der Leitungsfähigkeit der Körper für beide Agentien noch wahrscheinlicher wird, so besitzen wir doch bis jetzt noch durchaus nicht genügende experimentelle Anhaltspunkte, um dieselbe irgend wie mit Erfolg vollständiger durchführen zu können. Die bisherigen Bemühungen in dieser Richtung, so geistreich sie zuweilen sein mögen, gehören daher bis jetzt noch ganz in das Bereich der Speculation, und es ist uns deshalb unmöglich, näher auf dieselben einzugehen [1]).

Sind einmal die elektrischen Erscheinungen auf mechanische Principien zurückgeführt, so haben wir dann experimentelle Resultate genug, um die magnetischen Phänomene unmittelbar aus einer mechanischen Umlagerung der in eigenthümlicher Weise elektrisch erregten Moleküle der Körper abzuleiten.

[1]) Vergl. unter Anderen: Doppler, Wiener Denkschriften Bd. I, S. 157. 1850; Maas, Archives de Genève T. VII, p. 219; Instit. 1847. p. 426. 1848. p. 265. 1849. p. 132; G. Knox, Phil. Mag. [4.] T. IX, p. 457. 1855;* Palmieri, Rendiconto di Napoli T. IX, p. 61; Martens, Inst. 1858. S. 109; Zetzschke, Zeitschrift für Math. und Phys. 1858. S. 366, 1859. S. 131; Robida, ibid. 1859; Spiller, Neue Theorie der Elektricität und des Magnetismus. 3. Aufl. Berlin 1861.*

Viertes Capitel.

Elektrische Vorgänge bei der Bildung des galvanischen Stromes.

851 Die an der Contactstelle der heterogenen Körper in einem Schliessungskreise auf die eine oder andere Art in Bewegung gesetzten Elektricitäten verbreiten sich in kurzer Zeit über den ganzen Schliessungskreis und bringen dann einen, längere oder kürzere Zeit constant andauernden Strom hervor. Das Ohm'sche Gesetz mit seinen Folgerungen giebt die Abhängigkeit der Intensität des Stroms von der elektromotorischen Kraft und dem Widerstand sowohl in unverzweigten wie in verzweigten linearen und körperlichen Leitern (vergl. Thl. I, §. 53 u. flgde.).

Im Allgemeinen haben wir schon Thl. I, §. 67 als die Kraft, welche an jeder Stelle des Schliessungskreises die beiden Elektricitäten in entgegengesetzter Richtung forttreibt, die Anziehung der auf der Oberfläche der Leiter angehäuften Elektricitäten gegen die in ihrem Inneren befindlichen Elektricitäten kennen gelernt. — Nach Ohm, welcher dieselben fälschlich durch den ganzen Querschnitt der Leiter verbreitet glaubte, würden sie in einem homogenen Leiter sich von der Erregerstelle aus nach dem Gesetz einer geraden Linie ausbreiten. Dieses Gesetz kann indess nur für einen unendlich langen, geradlinigen Leiter gelten, an dessen Enden die elektromotorische Kraft wirkt. Ist z. B. der Leiter zu einem Kreise von kleinem Radius gebogen, und wirkt an irgend einer Stelle desselben die elektromotorische Kraft, so muss, damit die Intensität des Stromes an allen Stellen dieselbe sei, die treibende Kraft, d. i. das nach der Richtung der Tangente des Kreises genommene Differential der Potentialfunction der freien Elektricitäten, welche sowohl an der Oberfläche des Drathes als auch in dem Querschnitt desselben, an dem die elek-

tromotorische Kraft thätig ist, verbreitet sind, auf alle Punkte des Drathkreises constant sein, was nur bei einer complicirteren Vertheilung der freien Elektricitäten möglich ist [1]). — In gewissen Fällen, wenn die elektromotorische Kraft an allen Stellen eines Leiters wirkt, braucht auch gar keine freie Elektricität an seiner Oberfläche zu Erregung eines, wenn auch nur momentan andauernden Stromes angehäuft zu sein, so z. B. bei der Erzeugung eines Inductionsstromes durch Einführen eines Magnetpoles in einen in sich geschlossenen Drathkreis.

Ueber die Art, in welcher die beiden Elektricitäten im Inneren des 852
Leiters durch den Schliessungskreis sich bewegen, kann man verschiedene Annahmen machen. Einmal kann man, wie in §. 847 (auch Thl. I, §. 275) diese Bewegung als eine beständige Zersetzung der neutralen Elektricität, sei es jedes Moleküls des metallischen Leiters, sei es der entgegengesetzt geladenen Ionen eines elektrolytischen Leiters, und eine darauf folgende Wiedervereinigung derselben mit den ungleichnamigen Elektricitäten oder Ionen des folgenden Moleküls ansehen. Die Elektricitäten bewegen sich hierbei in den metallischen Leitern für sich, in den elektrolytischen Leitern mit den unveränderlich mit ihnen verbundenen Ionen. Die Elektricitäten, welche durch die elektromotorische Kraft bei ihrer Trennung mit einer gewissen Geschwindigkeit voneinander fortgetrieben werden, verlieren diese Geschwindigkeit bei ihrer Wiedervereinigung. Ihre dadurch verlorene lebendige Kraft tritt z. B. als Wärme auf, und die elektromotorische Kraft muss die Elektricitäten von Neuem trennen und ihnen, wie vorher, eine gewisse Geschwindigkeit in entgegengesetzten Richtungen ertheilen. Auf diese Weise kann die Geschwindigkeit der Elektricitätsbewegung, trotzdem die elektromotorische Kraft dauernd wirkt, doch eine gewisse, dieser Kraft proportionale Grösse niemals überschreiten. — Die Quantität der in der Zeiteinheit durch den Querschnitt der Leiter bewegten Elektricitäten, d. h. die Intensität des Stromes würde von der Zeit abhängen, in der durch die elektromotorische Kraft in den Molekülen die verbundenen Elektricitäten in solchen Mengen geschieden werden, dass sie sich zwischen denselben ausgleichen. Sie ist also zunächst proportional der elektromotorischen Kraft. Sodann ist sie abhängig, einmal von der Verzögerung, welche die Scheidung in verschiedenen Stoffen erleidet, wie wir sie z. B. beobachten, wenn wir verschiedenen, gut und schlecht leitenden Conductoren eine elektrisirte Metallkugel von der einen Seite nähern, und sodann auch von der Grösse und dem Abstand der Moleküle, den die geschiedenen Elektricitäten bei ihrer Vereinigung mit denen der Nachbaratome zu durchlaufen haben. Diese Bedingungen, welche die Beobachtung nicht trennen kann, werden den Widerstand

1) Eine Berechnung hierüber siehe W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. II, S. 279 u. flgde.*

des Leiters bestimmen. — Ob sich zwischen den Molekülen die entgegengesetzten Elektricitäten $\pm e$ so ausgleichen, dass sie in einer Stelle ihres Abstandes zusammentreffen, oder indem $+\frac{1}{2}e$ zu dem einen, $-\frac{1}{2}e$ zum anderen Molekül übergeht und dort die freien Elektricitäten $\mp\frac{1}{2}e$ neutralisirt; oder ob endlich unter der Annahme nur einer Elektricität der Uebergang stets in der Richtung von der mit einem Ueberschuss von Elektricität geladenen Seite des einen Moleküls zu der mit zu wenig Elektricität geladenen Seite des folgenden stattfindet, lässt sich nicht bestimmen. — Es ist indess zu beachten, dass bei letzterer Annahme die Grundgesetze der Elektrodynamik und Induction in der von Weber ausgeführten Art sich ohne Weiteres nicht entwickeln lassen.

853 Dieser verhältnismässig einfachen Ansicht steht eine in manchen Beziehungen abweichende Annahme gegenüber, auf welche W. Weber seine Gesetze begründet hat. Kohlrausch hat dieselbe auf die elektrolytischen Vorgänge auszudehnen versucht und ist dabei auf eigenthümliche Schwierigkeiten gestossen (Th. I, §. 275). Weber[1]) nimmt stets zwei gleiche, aber nebeneinander im Schliessungskreise in entgegengesetzter Richtung fliessende Ströme von positiver und negativer Elektricität an, welche in Canälen strömen, die zwischen den ponderablen Molekülen der Körper in grösserer oder geringerer Weite liegen. Durch die beständig wirkende elektromotorische Kraft würden diese bewegten Elektricitäten immer grössere Geschwindigkeit erhalten, wenn sie auf ihren Wegen nicht eine Verzögerung erlitten. Diese Verzögerung sieht Weber in der Anziehung der entgegengesetzten elektrischen Massen. Er stellt sich dieselben gewissermaassen als aus einzelnen discreten Atomen bestehend vor, welche in gewissen Intervallen sich hintereinander fortbewegen. Kommen nun ein positiv und negativ elektrisches Atom bei ihrer entgegengesetzten Bewegung einander nahe, so ziehen sie sich an und beschreiben, ähnlich wie zwei gegeneinander gravitirende Körper, um ein gemeinsames Centrum spiralförmige Curven, die durch die beständig in der ursprünglichen Bewegungsrichtung erfolgenden Anstösse durch die elektromotorische Kraft im Sinne jener Richtung immer mehr in die Länge gezogen werden. So kommen die elektrischen Theilchen in die Wirkungssphäre der folgenden Theilchen, rotiren nun wieder mit diesen um ein gemeinsames Centrum u. s. f. Würde die elektromotorische Kraft aufhören zu wirken, so behielten die elektrischen Atome, welche gerade einander nahe ständen, ihre Rotation um einander bei, und der galvanische Strom, welcher in einer Fortbewegung der elektrischen Atome bestände, hörte auf. — Wenn indess nach dieser Hypothese die elektrischen Atome $+a_I$ und $-b_I$ sich zu einander mit einer gewissen Geschwindigkeit hinbewegen und nun um einander durch ihre Anziehung

[1]) W. Weber, Elektrodynamische Maassbestimmungen Thl. II, S. 304 u. flgde.

rotiren, so müssen sie durch die Anstösse der elektromotorischen Kraft eine viel grössere Geschwindigkeit im Sinne der ursprünglichen Bewegung erhalten, als vorher, um sich wiederum zu trennen. Sie liefen dann auf die Atome $-b_0$ und $+a_{II}$ mit diesen neuen Geschwindigkeiten zu, rotirten um diese in weiteren Curven und würden wiederum eine grössere Geschwindigkeit in der ursprünglichen Bewegungsrichtung erhalten, um sich von denselben zu trennen. Es wäre also stetsfort noch eine Beschleunigung der Bewegung durch die permanent wirkende elektromotorische Kraft vorhanden, die nur dadurch compensirt werden könnte, dass diese Bewegung, wie bei der oben erwähnten Hypothese, sich in Wärmebewegung umsetzte.

Wird nun ein Leiter mit einer Elektricitätsquelle, z. B. mit dem 854
Pol einer Säule verbunden, so stellt sich nach und nach eine gewisse Verbreitung von freier Elektricität auf seiner Oberfläche her, indem durch die Querschnitte des Leiters Elektricität von der Elektricitätsquelle zu seiner Oberfläche hinströmt. Ist der Leiter isolirt, so bildet sich bald ein statischer elektrischer Zustand. Der „Ladungsstrom“ hört auf. Ist er aber an dem nicht mit der Elektricitätsquelle verbundenen Ende abgeleitet oder daselbst mit dem anderen Ende der Säule verbunden, oder verliert er an seiner Oberfläche die daselbst angehäufte freie Elektricität durch Mittheilung an die umgebenden Körper, so entsteht ein constant andauernder Strom.

Die Zeit nun, welche vergeht, bis eine bestimmte Veränderung des elektrischen Zustandes an irgend einer Stelle des mit dem Pol der Säule verbundenen Leiters bemerkt wird, kann man mit dem Namen Ladungszeit bezeichnen. Wird der Leiter von dem Pol der Säule losgelöst und ableitend berührt, so vergeht wieder bis zu seiner völligen Entladung eine gewisse Entladungszeit. Diese Zeiten richten sich sowohl nach den Dimensionen und dem Stoff des Leiters als auch nach den Elektricitätsmengen, welche zu seiner Ladung an jeder Stelle erforderlich sind; sie werden daher namentlich sehr bedeutend, wenn der Leiter, z. B. ein Telegraphendrath, mit einer isolirenden Hülle von Guttapercha umgeben ist und so in der Erde oder im Wasser liegt. Derselbe stellt dann einen Condensator dar, dessen Capacität sehr bedeutend ist (vergl. die Versuche von Siemens, Thl. I, §. 68).

Die Gesetze der Zeitdauer der Ladung eines Drathes lassen sich in 855
einem einfachen Fall sehr gut finden, wenn wir die Inductionswirkungen der in den einzelnen Theilen des Leiters fliessenden Ströme auf die anderen Theile desselben vernachlässigen können. Es werde das eine Ende eines Drathes zur Erde abgeleitet und das andere Ende dauernd mit dem Pol einer constanten Säule verbunden, deren anderer Pol gleichfalls zur Erde abgeleitet ist. Wir wollen hierbei zugleich annehmen, dass der Drath an seinen einzelnen Stellen nach aussen durch Ableitung Electricität verliere.

Diese Ableitung kann stattfinden, indem der durch eine schlecht leitende Lackschicht oder Guttaperchahülle bedeckte Drath in feuchter Luft oder in Wasser sich befindet, wie z. B. die überirdischen und submarinen Telegraphenkabel.

Schon Ohm[1]) hat diese Frage behandelt, indem er die freie Spannung durch den ganzen Querschnitt der Leiter constant annimmt und den Elektricitätsverlust durch äussere Ableitung derselben proportional setzt. Auch nach den neueren Anschauungen können wir Ohm's Rechnungen fast vollständig benutzen, wenn wir statt der den Strom bedingenden Aenderung der freien Spannung die Aenderung der Potentialfunction v aller freien Elektricität auf die Punkte im Inneren setzen, und die durch Leitung in der schlechtleitenden Hülle stattfindende Ableitung nach aussen dem Ueberschuss der Potentialfunction der freien Electricität auf der Oberfläche des Drathes über die Potentialfunction der auf der anderen Seite der isolirenden Schicht gebundenen Electricität proportional nehmen. Ist die isolirende Hülle an allen Stellen des Drathes gleich dick, so ist dieser Ueberschuss dem Werth v selbst proportional zu setzen. Bei sehr dünnen Dräthen, bei denen wir nur die Wirkung der dem beobachteten Punkt zunächst auf dem Drath verbreiteten Elektricitäten berücksichtigen, welche wir als gleichmässig vertheilt annehmen können, ist dann die Potentialfunction der freien Spannung direct proportional.

856 Es sei nun die Länge des dünnen Drathes gleich l, der Abstand eines Querschnittes desselben von seiner Verbindungsstelle mit der Säule gleich x, sein specifischer Leitungswiderstand r, sein Querschnitt q, die Stromintensität an der Stelle x zur Zeit t nach der Verbindung mit der Säule gleich i, die Potentialfunction daselbst zur selben Zeit gleich v und die zu Erzeugung der Potentialfunction Eins auf jeder Längeneinheit des Drathes erforderliche Elektricitätsmenge oder der Ladungscoefficient (die elektrostatische Capacität) gleich c, so ist die auf der Oberfläche des Elementes dx befindliche Elektricität $c v dx$.

Steigt die Potentialfunction in der Zeit dt um dv, so wächst entsprechend die auf der Oberfläche des Elementes dx befindliche Elektricität um $m = c \frac{dv}{dt} dt\, dx$. — Die Intensität des Stromes an beiden Enden des Elementes dx ist i und $i + \frac{di}{dx} dx$. Nehmen wir als Einheit des Stromes diejenige Intensität an, durch welche in der Zeiteinheit durch den Querschnitt des Leiters die Elektricitätsmenge Eins bewegt wird, so ist die Differenz der durch den Strom in der Zeit dt in das Element ein- und ausgeführten Elektricitäten, d. i. die in demselben zurückbleibende Elektricitätsmenge $m_1 = - \frac{di}{dx} dx\, dt$. Nun ist aber nach Thl. I, §. 64

[1]) Ohm, Die galvanische Kette.

$i = -\frac{q}{r}\frac{dv}{dx} = -\frac{1}{\lambda}\frac{dv}{dx}$, also $m_I = \frac{1}{\lambda}\frac{d^2v}{dx^2}\,dx\,dt$, wo $\lambda = \frac{r}{q}$ ist. — Endlich tritt durch die Ableitung aus der Oberfläche des Elementes eine Elektricitätsmenge $m_{II} = \alpha v\,dx\,dt$ aus, wo α eine Constante ist. — Da nun $m = m_I - m_{II}$ sein muss, so folgt, wenn $\alpha\lambda = \beta^2$ gesetzt wird

$$\lambda c\,\frac{dv}{dt} = \frac{d^2v}{dx^2} - \beta^2 v \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Ist nach langer Zeit der constante Zustand des Drathes eingetreten, so ist $\frac{dv}{dt} = 0$, und die Gleichung verwandelt sich in die folgende

$$0 = \frac{d^2v_0}{dx^2} - \beta^2 v_0,$$

deren Integral $v_0 = a e^{\beta x} + b e^{-\beta x}$ ist.

Für $x = l$ muss $v_0 = 0$ sein; für $x = 0$, also am Verbindungspunkt des Drathes mit der Säule, sei $v_0 = V$.

Setzt man diese Werthe in die Gleichung ein, so ergiebt sich

$$v_0 = V\,\frac{e^{(l-x)\beta} - e^{-(l-x)\beta}}{e^{l\beta} - e^{-l\beta}}, \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Ist die Stromintensität im Drath also constant geworden, so ist dieselbe

$$i_0 = -\frac{q}{r}\frac{dv_0}{dx} = \frac{q}{r}\,\beta V\,\frac{e^{(l-x)\beta} + e^{-(l-x)\beta}}{e^{l\beta} - e^{-l\beta}}.$$

Ist die Ableitung an der Oberfläche $\alpha = 0$, also auch $\beta = 0$, so ergiebt sich für die endliche Ladung:

$$v_0' = V\left(1 - \frac{x}{l}\right),$$

so, dass dann, wie bekannt, die Vertheilung der Potentialfunction (oder freien Spannung nach Ohm) nach dem Gesetz einer geraden Linie stattfindet. Das vollständige Integral der Gleichung (1) ist bei Berücksichtigung, dass für $t = \infty$, $v = v_0$ werden muss, wenn wir für β^2 und λ die Werthe setzen:

$$v = v_0 + e^{-\frac{\alpha}{c}t} \sum_{n=0}^{n=\infty} A_i \sin\left(\pi\,\frac{nx}{l}\right) e^{-\frac{n^2\pi^2 qt}{rcl^2}} \quad . \; . \; . \quad (3)$$

Wird die Ableitung von den Seitenflächen des Drathes vernachlässigt, so geht die Gleichung über in

$$v' = v_0' + \sum_{n=0}^{n=\infty} A_i \sin\left(\pi\,\frac{nx}{l}\right) e^{-\frac{n^2\pi^2 qt}{rcl^2}} \quad . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Der Ausdruck unter dem Summenzeichen giebt hier die Abweichung des variabelen Zustandes des Drathes in jedem Augenblick von seinem endlichen Zustande an.

Ist z. B. der Drath mit einer cylindrischen Hülle von isolirendem Stoff, z. B. Guttapercha, umgeben, und liegt mit dieser in Wasser, so können wir annehmen, dass bei der verhältnissmässig grossen Leitungsfähigkeit des letzteren die Ladung auf der äusseren Fläche der isolirenden Hülle sich in gleicher Zeit herstellt, wie auf der inneren Fläche, und die obigen Betrachtungen sind anwendbar. Ist R der Radius des Drathes, R' der Radius der äusseren Fläche der Hülle, so ist dann nach Thomson die Ladungsconstante $c = \frac{K}{2 \log \frac{R'}{R}}$, wo K eine nach der Natur der isolirenden Hülle abhängige Constante ist, die bei Guttapercha etwa gleich 2 ist (vergl. Th. I, §. 68). Ist der Drath excentrisch in die isolirende Hülle gelegt, so dass die Axe desselben von der der letzteren um r absteht, so ist $c = \frac{K}{2 \log \frac{R^2 - r^2}{R R'}}$ [1]).

Diese Formel wird sowohl gelten, mag nun der Drath in der Luft ausgespannt und von ihr durch eine dünne Hülle von Lack oder Oxyd getrennt sein, oder auch mit einer vollkommen isolirenden Guttaperchahülle bedeckt sein und so in Wasser liegen. Nur die Constante K wird hierbei einen verschiedenen Werth annehmen.

857 Findet nun zunächst keine Ableitung von den Seitenflächen des Drathes statt, so folgt aus Formel 4, dass unter sonst gleichen Umständen verschiedene Dräthe gleiche Ladungszustände erhalten, wenn jedesmal das Verhältniss $\frac{tq}{rcl^2}$ dasselbe ist. Die Zeit also, welche erforderlich ist, damit die Ladung an zwei Punkten der Dräthe, deren Abstände x von der Elektricitätsquelle ihrer Länge proportional sind (so dass $\sin. \pi \frac{nx}{l}$ in beiden Fällen dasselbe bleibt,) einen gegebenen Werth annimmt, „die absolute Ladungszeit“, ist dem Leitungswiderstand r und dem Quadrat der Länge l^2 des Drathes, sowie seinen Ladungscoefficienten direct, seinem Querschnitt umgekehrt proportional. — Dasselbe gilt von der Zeit, während deren die betrachteten Punkte einen bestimmten Theil ihrer endlichen Ladung v'_0 annehmen, „von der relativen Ladungszeit“.

Wird also z. B. ein submarines Telegraphenkabel von m facher Länge an Stelle eines anderen unter sonst gleichen Verhältnissen angewandt, so wird, abgesehen von anderen Umständen, an dem von der Elektricitätsquelle entfernten Ende desselben ein bemerkbarer Strom erst nach der m^2 fachen Zeit wie bei dem kürzeren Kabel auftreten.

[1]) Thomson, Phil. Mag. Vol. XI, p. 146. 1856.*

Findet eine Ableitung von den Seitenflächen eines bestimmten Leiters statt, so folgt aus Formel 3, dass die absolute Ladungszeit gleichliegender Punkte grösser, die relative kleiner ist als ohne Ableitung. Ebenso ist im ersteren Fall die absolute Ladungszeit ähnlich liegender Punkte verschieden langer Leiter grösser, die relative Ladungszeit kleiner, als man aus der Proportionalität derselben mit dem Quadrat der Länge der Leiter folgern könnte.

Lässt man den Durchmesser des Drathes und seiner isolirenden Hülle in gleichem Verhältniss mit seiner Länge wachsen, so bleibt c und r ungeändert und q ändert sich in demselben Verhältniss wie l^2. Dann bleibt nach Formel 3 die Ladungszeit t des Drathes ungeändert.

Die Stromintensität an den einzelnen Stellen des Drathes erhält man durch Differentiation der Gleichungen 3 und 4 nach x. Da vor der Verbindung mit der Säule kein Strom im Drath vorhanden ist, so wächst also die Intensität in demselben zuerst an; sodann aber nimmt sie allmälig ab, indem in den Formeln der Werth e^{-t} mit wachsender Zeit t immer kleiner wird.

Wird das Ende eines Telegraphenkabels sehr kurze Zeit mit der Säule verbunden, und dann wieder von derselben losgelöst, so gilt gleichfalls das Gesetz, dass die Zeit, in der die Stromintensität bis zum Maximum oder einem aliquoten Theil desselben am anderen Ende des Kabels anwächst, dem Quadrat der Kabellänge proportional sei. Ist aber der Contact eine gewisse Zeit, z. B. $^1/_3$ Secunde, hergestellt, so gilt dasselbe Gesetz nicht mehr [1]).

Sind mehrere Dräthe parallel nebeneinander ausgespannt, und wird das Ende des einen mit dem einen Pol der Säule verbunden, so wird durch die an der Oberfläche jenes Drathes sich bildende statische Ladung vermittelst Influenz auch eine elektrische Vertheilung auf den Oberflächen der benachbarten Dräthe hervorgerufen, durch die dann ein inducirter Strom in denselben entsteht. Dergleichen Beobachtungen sind z. B. an den mit mehrfachen parallelen, durch Guttapercha von einander getrennten Kupferdräthen versehenen Telegraphenkabeln gemacht worden. Eine Berechnung über diese, experimentell noch wenig verfolgten Erscheinungen ist von Thomson angestellt worden [2]).

Ist ein Drath an beiden Enden mit den Polen einer Säule verbunden, und erhält er dadurch an denselben das Potential $\mp V_0$, so kann man ihn stets in seiner Mitte abgeleitet denken, so dass daselbst das Potential Null ist. Beide Hälften verhalten sich dann wie zwei gesonderte Dräthe.

Die vorstehend entwickelten Gesetze werden gültig sein, wenn die Be- 858
wegung der Electricitäten in den Leitern sehr langsam erfolgt, und die

[1]) Thomson l. c.; vergl. auch Whitehouse, Athen 1856. S. 1092. 1247 und 1371; Inst. 1856. S. 415; Fortschritte 1856. S. 503; Thomson, Athen 1856. S. 1219; Fortschritte 1856. S. 503. — [2]) Thomson, Phil. Mag. [4.] T. XIII, p. 135. 1857.*

Inductionswirkungen durch die Aenderungen der Stromintensität in ihren einzelnen Theilen auf die anderen Theile derselben vernachlässigt werden können. Für diesen Fall lassen sich die Gesetze auch experimentell prüfen. Dies ist von Gaugain [1]) in einer Versuchsreihe geschehen, bei der auch zunächst die Abgabe der freien Elektricitäten von der Oberfläche der Leiter an die Umgebung klein war.

Zwei 10^{ctm} lange halbcylindrische Rinnen von Schelllack, deren Durchmesser resp. 10 oder 20^{mm} betrug, waren auf ihren Endflächen mit Stanniol belegt und mit Olivenöl oder einem Gemenge von Olivenöl und Nelkenöl gefüllt. Die eine Endfläche wurde mit einem grösseren, mit Elektricität geladenen Goldblattelektroskop, dem Ladungselektroskop, dessen Goldblättchen um 20^0 divergirten, die andere mit der Erde verbunden. Durch Beobachtung der Goldblättchen wurden die Zeiten (71,3 und 21 Secunden) bestimmt, während deren dieselben um je 3^0 zusammenfielen. Diese Zeiten entsprechen den Leitungswiderständen der Oele. Nun wurden die Oelsäulen einerseits wiederum mit dem geladenen Elektroskop, andererseits mit einem zweiten kleineren Elektroskop, dem Entladungselektroskop, verbunden, in welchem sich neben dem einen Goldblättchen eine zur Erde abgeleitete Metallkugel befand, und die Zeiten bestimmt, bis das Goldblättchen an letztere anschlug, und sich so das Elektroskop entlud. Bei den beiden Oelen verhielten sich diese Zeiten wie 89 : 25,6 Secunden, welche nahezu den Leitungswiderständen derselben proportional sind (71,3 : 21 = 89 : 26,2). Die Zeit der Fortpflanzung ist also unter sonst gleichen Umständen den Widerständen der Oele proportional.

Hat ein Leiter bei gleichem Querschnitt und Leitungsvermögen die l fache Länge, wie ein anderer, und ist auf beiden die freie Elektricität in gleichem Verhältniss vertheilt, so ist an correspondirenden Punkten des ersten Leiters die Spannungsdifferenz auf der Längeneinheit nur $\frac{1}{l}$ von der auf dem zweiten Leiter. Die Zeit, in welcher eine bestimmte Elektricitätsmenge diese Längeneinheit zurücklegt, ist also in dem längeren Leiter die l fache. Da nun aber zur Ladung ähnlich liegender Stücke der beiden Leiter Elektricitätsmengen erforderlich sind, die der Länge der Leiter proportional sind, so wird die Zeit, in der die Ladung eines Elementes des längeren Leiters um ebenso viel sich ändert, wie die des kürzeren, die l^2 fache sein, wie dies auch aus der Formel des §. 856 hervorgeht. — Dieses Resultat hat Gaugain geprüft, indem er sein grosses, stets gleich stark geladenes Ladungselektroskop durch den einen oder den anderen von zwei gleichen Baumwollfäden von $1{,}65^m$ Länge und dann durch beide Fäden hintereinander zur Erde ableitete, oder nur mit den isolirten Enden derselben verband und nun Entladungselektroskope mit correspondirenden Punkten der Fäden in beiden Fällen verband. Bei Anwendung beider Fäden muss das Entladungselektroskop die doppelte Capacität haben, wie bei

[1]) Gaugain, Ann. de Chim. et de Phys. T. LX, p. 326. 1860.*

einem, damit die geladenen Oberflächen in beiden Fällen ähnlich seien. Man kann dies prüfen, indem man das grössere Elektroskop mittelst zweier gleicher und paralleler Fäden, das kleinere nur mittelst eines derselben mit dem anderen Elektroskop verbindet. Die Zahl der Entladungen muss in beiden Fällen in gleichen Zeiten dieselbe sein. — Die Zeiten, in denen sich die Entladungselektroskope entluden, betrugen 25,5 und 98,6 Secunden, verhielten sich also nahezu wie 1 : 4, d. h. wie die Quadrate der Länge der Fäden.

859 Es wurde ferner aus einem Seidenbande ein kleiner cylindrischer Schlauch von 15 bis 16^{mm} Querschnitt und 40^{mm} Länge geformt, derselbe einerseits mit dem Entladungselektroskop, andererseits mit dem Ladungselektroskop verbunden, und einmal die Zeit t_I bis zur ersten Entladung, und sodann auch die Zeit t zwischen zwei Entladungen des Entladungselektroskopes bestimmt, nachdem die Elektricitätsströmung constant geworden war. Letztere Bestimmung gab das Leitungsvermögen, erstere die Ladungszeit an.

Wurden nun noch drei ähnliche Schläuche in den ersten eingeschoben, so dass also die Oberfläche constant blieb, und wiederum dieselben Bestimmungen gemacht, so ergab sich die Ladungszeit bei diesem wie bei dem früheren Versuche nahezu umgekehrt proportional dem Leitungsvermögen, d. i. in diesem Falle auch dem Querschnitte der Masse. Bei beiden Versuchen fand sich z. B. $t_I = 283$ und 59 Secunden, $t = 143$ und 29 Secunden; beide Werthe sollten einander proportional sein, es ist aber 29 : 143 = 59 : 290.

860 Wird die Oberfläche des Leiters geändert, so häuft sich auf ihr eine andere Elektricitätsmenge an, der Ladungscoefficient wird ein anderer; unter sonst gleichen Umständen ändert sich also proportional demselben die Ladungszeit. Um dies zu prüfen, wurde das Entladungselektroskop durch vier dicht nebeneinander oder in einem Abstand von 6^{ctm} parallel aufgespannte Baumwollfäden mit dem Ladungselektroskop verbunden und einmal die Zeit t bis zur ersten Entladung des Entladungselektroskops bestimmt; sodann nach Lösung der Fäden von dem Ladungselektroskop die Zahl n der Entladungen des Entladungselektroskops bis zur völligen Entladung der Fäden. Die Zeit t gab wiederum die Ladungszeit, die Zahl n die auf den Fäden angehäufte Elektricitätsmenge, oder ihren Ladungscoefficienten. Die in beiden Fällen angewandten Entladungselektroskope müssen Capacitäten haben, die sich wie die Ladungscoefficienten verhalten, damit die elektrische Vertheilung in gleichem Verhältniss vor sich geht. Ist diese Bedingung erfüllt, so muss bei Verbindung derselben mit dem Ladungselektroskop nach Herstellung des dauernden Zustandes die Zahl der Entladungen in einer gewissen Zeit in beiden Fällen gleich sein. Nach Abzug des Einflusses der elektrischen Ladung des Metallstabes, an den die Enden der parallelen Fäden geknüpft waren, erhielt man die Zah-

len n in beiden Fällen gleich 18,5 und 9,3, die Zeiten t gleich 21,8 und 11, so dass also die Ladungszeiten den Ladungscoefficienten proportional sind.

861 Es ist leicht ersichtlich, dass die bisher aufgestellten Gesetze gleichmässig für die absolute und relative Ladungszeit gelten.

Wird aber die elektrische Spannung der Elektricitätsquelle geändert, so muss die relative Ladungszeit von derselben unabhängig sein. Dass grössere Ladungselektroskop wurde mit einem kleineren Elektroskop durch einen 70^{ctm} langen Baumwollfaden und letzteres durch einen gleichen Faden mit der Erde verbunden. Sodann wurden die Ausschläge a und b des kleinen Elektroskops nach längerer Zeit bestimmt, während die Goldblättchen des ersteren constant auf den Ausschlägen 25^0 oder 15^0 erhalten wurden. Nun wurde der Faden vom grossen Elektroskop losgelöst, die völlige Entladung des Fadens abgewartet, das Elektroskop auf 15^0 oder 25^0 Ausschlag geladen und in diesem Zustand erhalten, der Faden wieder mit dem Elektroskop verbunden und in beiden Fällen die Zeit gemessen, bis das kleine Elektroskop resp. die Ladungen a oder b zeigte. Diese Zeiten waren entsprechend dem oben angeführten Satze gleich (36 und 35 Secunden).

Bei allen Versuchen war der Einfluss der Luft so ziemlich vermieden, indem nur geringe Spannungen der Elektricität angewandt und grosse Reservoire von Elektricität (ein Condensator) mit dem geladenen Elektroskop verbunden wurden. Die letzten Versuche sind indess auch dann noch gültig, wenn dies nicht der Fall ist, da die Verluste an Elektricität in der Luft ebenfalls den Spannungen proportional sind.

862 Auch bei seitlicher Ableitung hat Gaugain[1]) die Ohm'sche Formel zu bestätigen versucht. Nach Formel 2, §. 856 berechnet sich in diesem Fall die Potentialfunction, oder, wenn der Leiter sehr dünn ist, die freie Spannung in der Mitte eines einerseits mit einer Elektricitätsquelle, einem geladenen Elektroskop, andererseits mit der Erde verbundenen Drathes von der Länge l nach Herstellung des constanten Zustandes

$$v_0 = V\left(e^{\frac{l\beta}{2}} + e^{-\frac{l\beta}{2}}\right)^{-1}.$$

Es wurden nun zwei sehr schlecht leitende Seidenschnüre von 4 und 8^{m} Länge isolirt ausgespannt, dieselben nacheinander einerseits mit einem Elektroskop, dessen Ladung dem Werth 52 entsprach, andererseits mit der Erde verbunden. Erst in einer halben Stunde hatte der längere Faden einen constanten Zustand angenommen.

Bei der kürzeren Schnur ergab sich die Spannung an einem mit dem Halbirungspunkt der Schnur verbundenen Elektroskop $v_0 = 18{,}7$. Wurde nach der angegebenen Formel hieraus der Werth β und danach

[1]) Gaugain, Ann. de Chim. et de Phys. T. LXIII, p. 213. 1861.*

die Spannung in der Mitte der längeren Schnur berechnet, so ergab sich dieselbe gleich 9,08, während durch directe Beobachtung der Werth 9 gefunden wurde.

Zur Bestätigung des Einflusses der Ableitungen auf die Ladungszeit hat Gaugain einmal ein geladenes Elektroskop durch einen Baumwollfaden mit der Erde verbunden und die dauernde Ladung a eines zweiten Elektroskops bei längerer Verbindung mit der Mitte des Fadens bestimmt, das letztere Elektroskop vom Faden losgetrennt und seine Ladung durch Berührung mit einer isolirten Metallplatte auf den Werth $b = \frac{1}{n} a$ reducirt. Das Elektroskop wurde entladen, wieder an die Mitte des Fadens gebracht und die Zeit t bis zur Ladung b desselben bestimmt. Dieselben Versuche wurden angestellt, während der Baumwollfaden an aequidistanten Punkten durch Fäden gleiche Ableitungen zur Erde erhalten hatte. Im letzteren Fall war die Zeit t kürzer als im ersteren. — Wurden in gleicher Weise die relativen Ladungszeiten t von zwei 4^{m} langen Seidenschnüren im Mittel zu $4^{\text{min.}}$, $51^{\text{sec.}}$ bestimmt, dieselben dann zu einem 8^{m} langen Faden verbunden, so ergab sich wiederum die relative Ladungszeit in seiner Mitte gleich $12^{\text{min.}}$, $26^{\text{sec.}}$. Sie ist also kleiner als 4mal so gross wie bei dem ersten Faden, wie sie es ohne Gegenwart der Ableitungen hätte sein müssen. Die zu diesen Bestimmungen erforderlichen Elektroskope hatten die Capacitäten 1 und 2. Die Schnüre leiten so schlecht, dass sie während der Herstellung des constanten Zustandes viel Elektricität an die Luft abgeben. Die entsprechenden Resultate zeigten sich auch, als willkürliche Ableitungen durch seitliche Fäden von dem untersuchten Faden zur Erde geführt wurden [1]).

[1]) Nach derselben Methode hat Gaugain (Ann. de Chim. et de Phys. T. LIX, p. 5. 1860*) das Ohm'sche Gesetz selbst für schlechte Leiter mit Hülfe der Reibungselektricität bestimmt. Es wurde z. B. das Ladungselektroskop, welches event. noch mit der einen Belegung eines geladenen Condensators verbunden war, dessen andere Belegung zur Erde abgeleitet wurde, durch den einen oder den anderen von zwei gleichen Baumwollfäden, und dann durch beide hintereinander mit der Erde verbunden, und, nachdem sich ein constanter Zustand der elektrischen Vertheilung in den Fäden hergestellt hatte, die Zeit t der Verminderung des Ausschlages von 20^{0} bis 17^{0} bestimmt. Dieselbe betrug bei den drei Versuchen z. B. 93, 94, 183 Sec. Blieb das Elektroskop isolirt, so verlor es die gleiche Elektricitätsmenge Q in ($T =$) 120 Sec. Durch die Ableitung zur Erde wird also in der Zeiteinheit dem Elektroskop die Elektricitätsmenge $\frac{Q}{t} - \frac{Q}{T}$ entzogen, oder zum Verlust der Elektricitätsmenge Q sind die Zeiten $\frac{tT}{T-t}$ erforderlich, welche sich hiernach zu 94,2; 95,2; 187,7 ergeben. Es ist also die in der Zeiteinheit durch die Fäden zur Erde gehende Elektricitätsmenge, oder die Stromintensität in denselben der Länge derselben umgekehrt proportional. — Wurde ebenso das auf constanter Ladung erhaltene Ladungselektroskop mit dem Entladungselektroskop durch einen Baumwollfaden oder durch zwei parallele Fäden von doppelter Länge verbunden, so waren die Zahlen der Entladungen nahezu gleich. — Wurde das auf 25^{0} Ausschlag geladene Ladungselektroskop mit dem einen Ende eines 6 Meter langen Fadens verbunden, das andere Ende desselben zur Erde abgeleitet

863 Neben den einfacheren Erscheinungen der Ladung der Leiter finden stets noch Inductionswirkungen ihrer einzelnen Theile aufeinander statt, während die Stromintensität in denselben sich noch ändert. Hierdurch werden jene Erscheinungen abgeändert, und es können sogar in den Leitern abwechselnd gerichtete Ströme auftreten. Dies hat Thomson [1]) zuerst nachgewiesen. Er betrachtet die Entladung eines mit einer gewissen Elektricitätsmenge Q geladenen Conductors durch einen zur Erde abgeleiteten geraden Drath, der selbst in jedem Moment eine gegen die Elek-

und ein zweites dem ersteren ganz gleiches Elektroskop an die Mitte des Fadens gebracht, so zeigte es einen Ausschlag von 14°. Wurde das Elektroskop direct an das Ladungselektroskop gelegt, so nahm es ebenfalls den Ausschlag 14° an. Es ist also die Spannung in der Mitte des Fadens die Hälfte von der Spannung an der Elektricitätsquelle. Dasselbe ergab sich, als der Faden erst isolirt einerseits mit dem Entladungselektroskop A und am anderen Ende mit dem Ladungselektroskop B verbunden wurde, und dann von letzterem losgelöst wurde. Die Zahl der Entladungen des ersteren Elektroskopes A gab die Ladung des Fadens. Wurde nun der Faden erst eine längere Zeit isolirt mit B verbunden und dann losgelöst und mit A verbunden, so war die Zahl der Entladungen das Doppelte.

Wurde das Ladungselektroskop durch den einen und den anderen von zwei Fäden I und II mit der Erde verbunden, so betrugen die Zeiten, während welcher die Goldblättchen des Elektroskopes von 20° auf 15° sanken, bei I 76 Sec., bei II 215 Sec.; und als beide Fäden nebeneinander die Verbindung des Elektroskopes mit der Erde herstellten, 56,5 Secunden. Sind die Widerstände der Fäden r_I und r_{II}, so ist der Widerstand der beiden parallelen Fäden $\frac{r_I r_{II}}{r_I + r_{II}}$. Da sich nun die Abflusszeiten der Elektricitäten wie die Widerstände verhalten, so muss auch $56{,}5 = \frac{76 \,.\, 215}{76 + 215}$ (= 56,15) sein. Aehnliche Resultate ergaben andere Versuche. — Das Ladungselektroskop wurde ferner auf 25° geladen, und durch wiederholte Berührung mit einem Probescheibchen die Ladung auf 19°, 15° und 10° reducirt. Die dazu erforderliche Zahl der Berührungen betrug 34, 23, 62,3 und diesen ist also die jedesmalige Ladung des Elektroskopes proportional. Jetzt wurde das Elektroskop wiederum auf 25° geladen, durch einen 25 Centimeter langen Baumwollfaden mit der Erde verbunden und die Zeiten beobachtet, in denen die Goldblättchen wieder die obigen Ausschläge erlangten. Dieselben betrugen 37,6, 25 und 71,3 Sec., welche sich wie 34 : 22,6 : 64,5 verhalten. Es wurde ebenso ein Elektroskop A auf einen bestimmten Ausschlag constant geladen erhalten, durch einen Faden mit dem Entladungselektroskop B verbunden und die Zahl der Entladungen in einer gegebenen Zeit bestimmt. Sodann wurde das Elektroskop A wiederum geladen, mit einem ganz gleichen berührt, so dass die Ladung auf die Hälfte sank, welche wiederum constant erhalten wurde, und dasselbe nun durch zwei parallele, dem ersten Faden gleiche Fäden mit B verbunden. Die Zahl der Entladungen desselben war in derselben Zeit die gleiche wie vorher. In beiden Fällen war also eine gleiche Elektricitätsmenge durch die Fäden gegangen. Da nun der doppelte Faden unter sonst gleichen Umständen die doppelte Elektricitätsmenge fortführt, so muss also in beiden Fällen der Elektricitätsfluss der Spannung der Elektricitätsquelle proportional sein. — Wurden endlich die Elektroskope A und B durch neun parallele Fäden verbunden, gleichviel ob dieselben unmittelbar oder in gewissen Abständen nebeneinander lagen, so betrug die Zahl der Entladungen 41,4 und 42,2 in 3 Minuten. Ist also der Strom der Elektricität constant geworden, so ist derselbe dem Querschnitt des Leiters direct proportional und von der Gestalt seiner Oberfläche unabhängig. Bei 2 Oelsäulen (vergl. §. 858), deren Querschnitte wie 1 : 3 sich verhielten, betrugen entsprechend die Zeiten, als sie einerseits mit dem Ladungselektroskop, anderseits mit der Erde verbunden waren, bis der Ausschlag der Goldblätter des ersten von 20—17° fiel, respective 88,33 und 30,25 Secunden, also umgekehrt proportional dem Querschnitt. Eben dasselbe ergab sich durch Anwendung der anderen Beobachtungsmethoden.

[1]) Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. V, p. 393. 1853.*

tricität des Conductors geringe Elektricitätsmenge enthält. — Der Conductor habe zu einer bestimmten Zeit t nach der Verbindung mit der Erde die Elektricitätsmenge q. Fliesst durch den Drath in der Zeit dt die Elektricitätsmenge dq ab, so ist die Stromintensität in demselben in mechanischem Maass:

$$i = -\frac{dq}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Ist nun C die Elektricitätsmenge, durch welche der Conductor so stark geladen würde, dass das Potential der Elektricität auf sich selbst gleich Eins wäre, so ist dies Potential bei der Ladung q gleich $V_q = \frac{1}{2}\frac{q^2}{C}$. Dieses Potential ändert sich beim Abfliessen der Elektricität in der Zeit dt um $-dV_q = -d\left(\frac{1}{2}\frac{q^2}{C}\right) = -\frac{q}{C}\,i\,dt$. — Diese Aenderung muss der bei der Entladung der Elektricitätsmenge dq in dem Leiter gethanen Arbeit gleich sein. Dieselbe besteht aus zwei Theilen: Einmal aus der directen Wärmeentwickelung im Drath, welche der Arbeit $i^2 r\,dt$ entspricht, wo r der Widerstand des Drathes, d. h. das mechanische Aequivalent der durch den Strom Eins in ihm erzeugten Wärme ist (vgl. §. 806); zweitens aus der in Folge der Inductionswirkungen erforderlichen Arbeit zur Herstellung des Stromes. Dächten wir uns die eine Hälfte des Drathes über die andere umgelegt, so entstände beim plötzlichen Hindurchleiten des Stromes kein Inductionsstrom in ihm. — Denken wir also den vom Strom i durchflossenen Drath aus jener Lage in seine wirkliche Lage gebracht, so ist dabei dieselbe Arbeit erforderlich, wie die beim Entstehen des Stromes in ihm verbrauchte Arbeit (vgl. auch §. 828). Diese Inductionswirkung wird also im Allgemeinen i^2 proportional, d. i. gleich $\frac{1}{2} A i^2$ gesetzt werden können. Es ist also die zur Ueberwindung derselben in der Zeit dt gebrauchte Arbeit, während deren sich i um di ändert, $d\left(\frac{1}{2} A i^2\right) = A\,i\,di$. Wir erhalten so die Gleichung

$$\frac{q}{C}\,i\,dt = A\,i\,di + r i^2 dt \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Bei Elimination von i folgt aus (1) und (2):

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{r}{A}\frac{dq}{dt} + \frac{1}{CA}\,q = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

welche Gleichung die Lösung $q = k e^{\lambda t} + k' e^{-\lambda_1 t}$ hat, in der λ und λ_1 die Wurzeln der Gleichung $x^2 + \frac{r}{A}x + \frac{1}{CA} = o$ sind. Je nachdem dieselben reell oder imaginär werden, also je nachdem $C >$ oder $< \frac{4A}{r^2}$ ist, lässt sich die Lösung unter Berücksichtigung, dass für $t = o$ auch $q = Q$ und $i = o$ sein muss, also schreiben:

Erstens wenn λ und λ_1 reell sind:

$$q = \frac{Q}{2aA} e^{-\frac{r}{2A}t} \left\{ \left(aA + \frac{r}{2}\right) e^{at} + \left(aA - \frac{r}{2}\right) e^{-at} \right\}$$
$$i = \frac{Q}{2aAC} e^{-\frac{r}{2A}t} \left\{ e^{at} - e^{-at} \right\}, \quad \ldots (4)$$

wo $a = \left(\frac{r^2}{4A^2} - \frac{1}{CA}\right)^{\frac{1}{2}}$ ist.

Sodann wenn λ und λ_1 imaginär sind:

$$q = \frac{Q}{a'A} e^{-\frac{r}{2A}t} \left\{ a'A \cos a't + \frac{r}{2} \sin a't \right\}$$
$$i = \frac{Q}{a'AC} e^{-\frac{r}{2A}t} \sin a't \quad \ldots \ldots (5)$$

wo $a' = \left(\frac{1}{CA} - \frac{r^2}{4A^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ ist.

Im ersten Fall, wo die Werthe λ und λ_1 reell sind, nimmt mit wachsendem t der Werth i erst langsam zu und dann wieder ab.

Besässe der Conductor in diesem Fall eine unendlich grosse Capacität C und Ladung Q, so dass das Verhältniss $\frac{Q}{C} = V$ wäre, so würde die Entladung so vor sich gehen, als wenn eine constante Elektricitätsquelle, z. B. der Pol einer Säule, an dem das Potential der Elektricität V wäre, mit der Erde durch einen Drath verbunden wäre. Dann wäre nach (4):

$$i = \frac{V}{r}\left(1 - e^{-\frac{r}{A}t}\right), \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (6)$$

eine Gleichung, welche mit der §. 659 entwickelten Formel für das Ansteigen eines Stromes nach der Schliessung völlig übereinstimmt.

Sind aber λ und λ_1 imaginär, so nimmt i abwechselnd entgegengesetzte Werthe an und es bilden sich so alternirende Ströme. — Ebenso ist die Ladung q abwechselnd positiv und negativ. Ihre aufeinander folgenden Maxima treten zu den Zeiten ein, wo i gleich Null ist, und sind abwechselnd $+Q, -Qe^{-\frac{r\pi}{2Aa'}}, +Qe^{-\frac{2r\pi}{2Aa'}}$ u. s. w. Die Intensität des Stromes ist ein Maximum, wenn $\frac{di}{dt} = o$, d. i. $tg\, a't = \frac{2Aa'}{r}$ ist. Berechnet man hieraus den für den ersten Quadranten geltenden Werth ϑ von $a't$, so treten diese Maxima ein zu den Zeiten $t_1 = \frac{\vartheta}{a'}, \frac{\vartheta + \pi}{a'}, \frac{\vartheta + 2\pi}{a'}$ u. s. w., also in Zwischenräumen, welche gleich $\frac{\pi}{a'}$ sind. Diese Zwischenräume nehmen also zu, je kleiner $a' = \left(\frac{1}{CA} - \frac{r^2}{4A^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ ist, d. h. je grösser C ist. Bei Veränderung des Ableitungsdrathes wird diese Zunahme je nach den relativen Veränderungen von r und A verschieden sein können.

Die alternirenden Entladungen der Leydener Flasche, deren genauere Betrachtung ausser dem Bereiche dieses Werkes liegt, sowie eine Anzahl der analogen Erscheinungen bei der Entladung des Ruhmkorff'schen Inductionsapparates, welche wir §. 773 und flgde. erwähnt haben, möchten auf diese Weise ihre mathematische Begründung finden.

Setzt man $\int\limits_0^\infty i^2 dt = z$ und $\int\limits_0^\infty i dt = y$, so ist die mittlere Intensität 864
des Entladungsstromes $J_m = \frac{z}{y}$, die Dauer der Entladung $T = \frac{y^2}{z}$. Aus den Gleichungen (4) und (5) folgt aber $z = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{rC}$, $y = Q$. Es ist also

$$J_m = \frac{Q}{2rC},\ T = 2rC, \ldots \ldots \ldots \ldots (7)$$

d. h. die Entladungsdauer ist unabhängig von der Quantität der im Conductor angehäuften Elektricität, proportional der Capacität des Conductors und dem Leitungswiderstande des Entladungsdrathes, dessen Aenderung durch die Temperaturerhöhung bei der Entladung wir vernachlässigen. Die Intensität des Entladungsstromes ist aber der Quantität Q direct, dem Widerstand des Entladungsdrathes und der Capacität C des Conductors umgekehrt proportional.

Ist nun R der Widerstand des Leiters in elektromagnetischem Maasse, σ die Quantität Elektricität in mechanischen Einheiten, welche durch den Querschnitt des Entladungsdrathes in der Zeiteinheit hindurchgehen muss, um daselbst einen Strom von der elektromagnetischen Einheit der Intensität zu erzeugen, so ist die elektromagnetische Intensität des Stromes gleich $\frac{i}{\sigma}$ und wir haben

$$R\left(\frac{i^2}{\sigma^2}\right) = ri^2, \text{ d. h. } r = \frac{R}{\sigma^2}$$

(vgl. am Ende des §. 806). Setzt man dies in den Werth T (Gl. 7) ein, so ist

$$\sigma = \left(\frac{2RC}{T}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Der Werth R lässt sich direct, der Werth T vermittelst des Elektrodynamometers bestimmen (§. 219). Der Werth C lässt sich bei Anwendung verschiedener Conductoren, z. B. einer Leydener Flasche, berechnen; so dass man aus diesen Werthen die für die Wechselbeziehung der elektrostatischen und elektrodynamischen Einheiten so wichtige Grösse σ ableiten könnte, für die wir schon §. 799 eine Bestimmung von Weber mitgetheilt haben.

865 Allgemeiner als Thomson hat Kirchhoff[1]) die Aufgabe behandelt, die Elektricitätsbewegung in Körpern unter Berücksichtigung der Inductionswirkungen zu bestimmen. Wir müssen uns begnügen, nur den Gang der Untersuchung anzugeben. Kirchhoff bedient sich dabei stets der Weber'schen Vorstellung eines durch alle Querschnitte des Leiters fliessenden Doppelstromes von positiver und negativer Elektricität. Er misst alle Grössen in absoluten mechanischen Maassen.

Die Ursache der Elektricitätsbewegung in einem Punkt xyz eines Körpers kann eine doppelte sein, einmal die Wirkung der in dem Körper verbreiteten freien Elektricitäten, sodann die Induction, wenn sich die Stromintensität an irgend einer Stelle desselben ändert.

Die Kräfte, mit welchen die im Körper verbreiteten freien Elektricitäten auf die positive und die negative Elektricität im Punkt xyz wirken, sind gleich und entgegengesetzt. Ihre Differenz entspricht mithin der durch erstere auf jenen Punkt ausgeübten elektromotorischen Kraft. Bezeichnet man mithin die Potentialfunction der freien Elektricitäten auf die elektrische (positive) Masseneinheit mit Λ, so sind die durch jene Kräfte erzeugten Componenten der elektromotorischen Kraft nach den drei Axen

$$-2\frac{d\Lambda}{dx}, -2\frac{d\Lambda}{dy}, -2\frac{d\Lambda}{dz} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Aendert sich ferner in einem linearen Leiterelement ds' des Körpers die Stromintensität i' in der Zeit dt um di', so ist die durch die Induction in einem im Abstand r von ds' gelegenen Element ds entwickelte elektromotorische Kraft nach Weber (§. 617 und 800) gleich $-\frac{8}{c^2}\frac{di'}{dt}\frac{ds'}{r}.\cos(r,ds).\cos(r,ds')$.

Das im Punkt $x'y'z'$ gelegene, von xyz um r entfernte Element werde nun von einem Strom durchflossen, dessen Componenten in der Richtung der drei Axen die Dichtigkeiten u', v', w' haben. Dann sind die in denselben Richtungen in der Zeit dt durch das Element gehenden, also den Stromintensitäten i' in demselben entsprechenden Elektricitätsmengen $u'dy'dz'dt$, $v'dx'dz'dt$, $w'dx'dy'dt$. Aendern sich nun die Dichtigkeiten in der Zeit dt um $\frac{du'}{dt}dt\ldots$, und führt man in die Formel von Weber die entsprechenden Werthe für $\frac{di'}{dt}$ ein, so kann man die nach den drei Axen wirkenden Componenten der in xyz inducirten elektromotorischen Kraft erhalten. Setzt man nämlich

$$U=\int\!\!\int\!\!\int\left(\frac{x-x'}{r^3}\right)\Lambda dm,\quad V=\int\!\!\int\!\!\int\left(\frac{y-y'}{r^3}\right)\Lambda dm,$$
$$W=\int\!\!\int\!\!\int\left(\frac{z-z'}{r^3}\right)\Lambda dm \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

[1]) Kirchhoff, Pogg. Ann. Bd. C, S. 193; Bd. CII, S. 529. 1857.*

wo $A = u'(x-x') + v'(y-y') + w'(z-z')$ und $dm = dx'dy'dz'$ ist, so erhält man diese Componenten gleich

$$-\frac{8}{c^2}\frac{dU}{dt},\quad -\frac{8}{c^2}\frac{dV}{dt},\quad -\frac{8}{c^2}\frac{dW}{dt} \qquad (2\text{a})$$

Ist also k die Leitungsfähigkeit des Körpers, so sind die Dichtigkeiten u, v, w der Componenten des Stromes in Punkt xyz:

$$u = -2k\left(\frac{d\Lambda}{dx} + \frac{4}{c^2}\frac{dU}{dt}\right);\quad v = -2k\left(\frac{d\Lambda}{dy} + \frac{4}{c^2}\frac{dV}{dt}\right);$$

$$w = -2k\left(\frac{d\Lambda}{dz} + \frac{4}{c^2}\frac{dW}{dt}\right) \qquad (3)$$

Wir können nicht annehmen, wie dies auch die folgende Betrachtung ergiebt, dass die freien Elektricitäten während des variabelen Zustandes nur auf der Oberfläche des Leiters angehäuft sind; dieses ist nur bei dem stationären Zustande der Fall. Bezeichnen wir also die freie Elektricität in der Raumeinheit am Punkt $x'y'z'$ im Innern des Leiters mit ε' und auf der Einheit der Oberfläche mit e', so ist

$$\Lambda = \int\int\int \frac{dx'dy'dz'}{r}\varepsilon' + \int\int \frac{d^2S}{r}e' \qquad (4)$$

wo das erste Integral über den ganzen Raum, das zweite über alle Oberflächenelemente d^2S des Körpers ausgedehnt ist.

Wird die Aenderung der freien Elektricität ε im Punkt xyz von den Aenderungen der Stromesdichtigkeiten daselbst und der Zeit abhängig gemacht, so ergiebt sich für einen Punkt im Inneren des Körpers die Gleichung:

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = -\frac{1}{2}\frac{d\varepsilon}{dt} \qquad (5)$$

welche analog wie die entsprechende Gleichung in der Hydrodynamik sich entwickeln lässt; und für einen Punkt der Oberfläche, an dem die Elektricitätsmenge auf der Flächeneinheit e ist:

$$u\,.\cos(N,x) + v\,.\cos(N,y) + w\,.\cos(N,z) = -\frac{1}{2}\frac{de}{dt} \qquad (6)$$

wo N die nach dem Inneren des Körpers gerichtete Normale des Oberflächenelementes ist.

Aus den Gleichungen 1 bis 6 lässt sich ferner ableiten:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -8k\left(2\pi\varepsilon - \frac{1}{c^2}\frac{d^2\Lambda}{dt^2}\right)^{1)} \qquad (7)$$

Da nun $\frac{d^2\Lambda}{dt^2}$ im Allgemeinen nicht gleich Null ist, so braucht auch der

1) Nach (3) ist $\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = -2k\left[\frac{d^2\Lambda}{dx^2} + \frac{d^2\Lambda}{dy^2} + \frac{d^2\Lambda}{dz^2} + \frac{4}{c^2}\frac{d}{dt}\left(\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz}\right)\right] \qquad (\alpha)$

Schreibt man die Gleichungen (2) $U = \int\int\int \frac{d\frac{1}{r}}{dx} A\,dm$ u. s. f., so erhält

Werth $\frac{d\varepsilon}{dt} + 16k\pi\varepsilon$ nicht Null zu sein. Es kann also in der That während des variabelen Zustandes freie Elektricität im Inneren der Leiter vorhanden sein, welche mechanische Wirkungen u. dgl. m. hervorbringen könnte.

866 Es sei der Leiter ein sehr dünner cylindrischer Drath vom Radius a und der Länge l, dessen Axe als X-Axe genommen wird. Drücken wir die Lage der Punkte in jedem Querschnitt des Drathes durch Polarcoordinaten aus, so ist $y = \varrho \cos\varphi$, $z = \varrho \sin\varphi$, $y' = \varrho' \cos\varphi'$, $z' = \varrho' \sin\varphi'$. Ist ferner die Dichtigkeit des Stromes in der auf der Drathaxe verticalen Richtung in den Punkten $(x\varrho\varphi)$ und $(x'\varrho'\varphi')$ gleich σ und σ', so ist

$$v = \sigma\cos\varphi,\ w = \sigma\sin\varphi,\ v' = \sigma'\cos\varphi',\ w' = \sigma'\sin\varphi' \quad \ldots\ldots (8)$$

Danach verwandelt sich die Gleichung (5) in

$$\frac{du}{dx} + \frac{1}{\varrho}\frac{d\varrho\sigma}{d\varrho} = -\frac{1}{2}\frac{d\varepsilon}{dt}\ ^{1)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (9)$$

und die für die Oberfläche des Drathes geltende Gleichung (6) in

man bei Ausführung der Differentiation derselben nach x, y und z:

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = -\int\int\int dx'\,dy'\,dz' \left(u'\frac{d\frac{1}{r}}{dx} + v'\frac{d\frac{1}{r}}{dy} + w'\frac{d\frac{1}{r}}{dz}\right)$$

indem das die zweiten Differentiale von $\frac{1}{r}$ enthaltende Glied verschwindet. Berücksichtigt man dann ferner, dass $\frac{d\frac{1}{r}}{dx} = -\frac{d\frac{1}{r}}{dx'}$ ist u. s. f., und integrirt partiell die einzelnen Glieder des Integrals nach x', y' und z', so bleiben in den Integralen noch die Oberflächenelemente $dy'\,dz'$, $dx'\,dz'$, $dx'\,dy'$. Bezeichnet man daher das Oberflächenelement mit d^2s', so erhält man

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = -\int\int \frac{d^2s'}{r}\,(u'\cos(N',x) + v'\cos(N',y) + w'\cos(N'z))$$
$$-\int\int\int \frac{dx'\,dy'\,dz'}{r}\left(\frac{du'}{dx'} + \frac{dv'}{dy'} + \frac{dw'}{dz'}\right)$$

wo N' die nach dem Inneren gerichtete Normale von d^2s' ist. Entsprechend (5) und (6) wird also

$$\frac{dU}{dx} + \frac{dV}{dy} + \frac{dW}{dz} = \int\int \frac{1}{2}\frac{d^2S}{r}\frac{de'}{dt} + \int\int\int \frac{1}{2}\frac{dx'\,dy'\,dz'}{r}\frac{d\varepsilon'}{dt} \text{ oder}$$

nach (4) gleich $\frac{1}{2}\frac{dA}{dt}$. Führt man diesen Werth in die Gleichung (α) ein und berücksichtigt, dass stets $\frac{d^2A}{dx^2} + \frac{d^2A}{dy^2} + \frac{d^2A}{dz^2} = -4\pi\varepsilon$ ist, so erhält man Gleichung (7).

[1]) Aus der Gleichung (8) entwickelt sich $v\varrho = \sigma y$ und $w\varrho = \sigma z$. Differenzirt man beide Gleichungen, entwickelt $\frac{dv}{dy}$ und $\frac{dw}{dz}$ und addirt diese Werthe, setzt sodann in die erhaltene Gleichung $\frac{d\sigma}{dy} = \frac{d\sigma}{d\varrho}\frac{d\varrho}{dy}$ und $\frac{d\sigma}{dz} = \frac{d\sigma}{d\varrho}\frac{d\varrho}{dz}$, und führt die durch Differentiation der Gleichung $\varrho^2 = y^2 + z^2$ erhaltenen Werthe $\frac{d\varrho}{dy} = \frac{y}{\varrho}$ und $\frac{d\varrho}{dz} = \frac{z}{\varrho}$ ein, so erhält man $\frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = \frac{1}{\varrho}\frac{d\varrho\sigma}{d\varrho}$.

$$\sigma = \frac{1}{2}\frac{de}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Die Werthe von A und U gehen über in

$$A = 2 E \log \frac{l}{a} \;.\,.\; (11) \qquad U = 2 i \log \frac{l}{a} \;\ldots\ldots\; (12)$$

wo $E dx$ die in jedem Längenelemente dx des Leiters enthaltene Elektricitätsmenge, i die Stromintensität daselbst ist. Von den Gleichungen (3) bleibt nur die erste bestehen. Da aber $i = \pi a^2 u$ ist, so ist nach derselben:

$$i = -4 k \pi a^2 \log \frac{l}{a} \cdot \left(\frac{dE}{dx} + \frac{4}{c^2}\frac{di}{dt}\right) \;\ldots\ldots\; (13)$$

und die Gleichungen (5) und (6) ergeben:

$$\frac{di}{dx} = -\frac{1}{2}\frac{dE}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

Da wir überhaupt nur die Wirkungen der den einzelnen Punkten des Drathes zunächst gelegenen Elemente desselben berücksichtigen, so werden obige Formeln nicht nur für einen geradlinigen, sondern auch für einen gekrümmten Drath gelten, vorausgesetzt nur, dass er nicht so gebogen ist, dass zwei seiner Punkte unendlich nahe aneinanderliegen, zwischen denen sich ein endliches Drathstück befindet.

Kirchhoff behandelt nun die Aufgabe zunächst für einen in 867
sich zurücklaufenden Drath, wo also die Werthe E und i um l periodisch sein müssen. Setzt man in den Gleichungen (13) und (14) $\log \frac{l}{a} = \gamma$, $\frac{l}{k\pi a^2} = r$, $E = X \sin nx$, $i = Y \cos nx$, wo X und Y Functionen von t und, wegen jener Periodicität, $n = m\,\frac{2\pi}{l}$ ist, so ergiebt sich aus denselben nach Elimination von Y die Gleichung:

$$\frac{d^2X}{dt^2} + \frac{c^2 r}{16\gamma l}\frac{dX}{dt} + \frac{c^2 n^2}{2} X = o,$$

deren Integral

$$X = C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (15)$$

ist, wo C_1 und C_2 willkürliche Constante sind, die Werthe λ und λ_2 aber gleich

$$\frac{c^2 r}{32\gamma l}\left[1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{32\gamma}{cr\sqrt{2}}\, nl\right)^2}\right] \;\ldots\ldots\ldots\; (16)$$

sind. Der Werth unter der Wurzel kann reel oder imaginär sein, jenachdem $\left(\frac{32\gamma}{cr\sqrt{2}}\, nl\right)^2 \lessgtr 1$ ist. Da nun nl ein Vielfaches von 2π ist, so wird dieser Werth schon bei einigermaassen bedeutenden Werthen von $\frac{32\gamma}{cr\sqrt{2}}$ grösser als Eins sein. Würden wir z. B. den Jacobi'schen Wider-

standsetalon anwenden, so würde für diesen $\gamma = log\,\frac{l}{a} = log\,\frac{7620^{mm}}{0{,}667^{mm}}$, $r = 2{,}473 \,.\, 10^{-13}$ (§. 786) sein. Da nun $c = 4{,}39 \,.\, 10^{11}$ ist (§. 800), so wäre mithin jener Bruch gleich 2078, also jedenfalls schon die Wurzel imaginär. Setzen wir der Kürze halber $\frac{c^2 r}{32\gamma l} = h$, und ist dasselbe so gross, dass dagegen Eins zu vernachlässigen ist, so sind die Werthe von λ und λ_1 gleich $h \pm \frac{cn}{\sqrt{2}}\sqrt{-1}$ zu setzen. Bei Einführung derselben in die Gleichung (15)[1]) erhält man:

$$\left.\begin{aligned}
E &= e^{-ht}\sum_1^\infty A_m \cos m\frac{2\pi}{l}\frac{c}{\sqrt{2}}\,t\,.\,\sin m\,\frac{2\pi}{l}\,x \\
&\quad + d + e^{-ht}\sum_1^\infty A'_m \cos m\frac{2\pi}{l}\,\frac{c}{\sqrt{2}}\,t\,.\cos m\,\frac{2\pi}{l}\,x \\
i &= -\frac{c}{2\sqrt{2}}\,e^{-ht}\sum_1^\infty A_m \sin m\frac{2\pi}{l}\,\frac{c}{\sqrt{2}}\,t\,.\cos m\,\frac{2\pi}{l}\,x \\
&\quad + \frac{c}{2\sqrt{2}}\,e^{-ht}\sum_1^\infty A'_m \sin m\frac{2\pi}{l}\,\frac{c}{\sqrt{2}}\,t\,.\sin m\,\frac{2\pi}{l}\,x.
\end{aligned}\right\} \quad \ldots (17)$$

Ist für die Zeit $t = o$ die elektrische Spannung $E = f(x)$ gegeben, so muss auch diese um l periodisch sein. Vereint man dann die Producte der Sinus und Cosinus in Ausdrücke, die die Summen oder Differenzen ihrer Winkel enthalten, so lassen sich obige Werthe folgendermaassen schreiben:

[1]) Es ist dann nämlich bei Einführung neuer Constanten für C_1 und C_2

$$X = e^{-ht}\left(A\cos\frac{cnt}{\sqrt{2}} + B\sin\frac{cnt}{\sqrt{2}}\right)$$

$$Y = -\frac{e^{-ht}}{2}\left\{\left(\frac{h}{n}A - \frac{c}{\sqrt{2}}B\right)\cos\frac{cnt}{\sqrt{2}} + \left(\frac{c}{\sqrt{2}}A + \frac{h}{n}B\right)\sin\frac{cnt}{\sqrt{2}}\right\}$$

Macht man nun noch die Voraussetzung, dass für $t = 0$, $i = 0$, also auch $Y = 0$ sei, so folgt aus dem Ausdruck für Y, dass B sehr klein gegen A ist, und wir somit setzen können

$$X = Ae^{-ht}\cos\frac{cnt}{\sqrt{2}}; \qquad Y = -\frac{c}{2\sqrt{2}}Ae^{-ht}\sin\frac{cnt}{\sqrt{2}}.$$

Multiplicirt man X mit $sin\ nx$ und Y mit $cos\ nx$, in welchen Werthen man auch zu x einen beliebigen constanten Werth addiren darf, so erhält man eine allgemeinere Lösung der Gleichungen (13) und (14):

$$E = e^{-ht}\cos\frac{cnt}{\sqrt{2}}\,(A\sin nx + A^1\cos nx) \quad \ldots\ldots (I)$$

$$i = -\frac{c}{2\sqrt{2}}\,e^{-ht}\sin\frac{cnt}{\sqrt{2}}\,(A\cos nx - A^1\sin nx).$$

$$E = d + \frac{1}{2} e^{-ht} \left\{ f\left(x + \frac{c}{\sqrt{2}} t\right) + f\left(x - \frac{c}{\sqrt{2}} t\right) - 2d \right\}$$
$$i = \frac{c}{4\sqrt{2}} e^{-ht} \left\{ f\left(x + \frac{c}{\sqrt{2}} t\right) - f\left(x - \frac{c}{\sqrt{2}} t\right) \right\} \qquad (18)$$

Ist der Werth $d = \frac{1}{l} \int_0^l f(x)\,dx = o$, also die Gesammtmenge der freien Elektricität im Drath gleich Null, so stimmen diese Formeln vollständig mit denen für die Fortpflanzung des Schalles überein. Die Bewegung der Elektricität geht vor sich, wie wenn sich zwei elektrische Wellen in entgegengesetzter Richtung mit der Geschwindigkeit $\frac{c}{\sqrt{2}} = \frac{4{,}39.10^{11\,\mathrm{mm}}}{\sqrt{2}} = 41950$ geographische Meilen, d. h. nahezu mit der Geschwindigkeit des Lichtes, durch denselben bewegten. Diese Geschwindigkeit ist unabhängig von dem Stoff und Querschnitt des Drathes. Die Zeit eines Umlaufes eder Welle um den Drath ist dann $t = \frac{l\sqrt{2}}{c}$. Die Dichtigkeiten der Elektricität an demselben Punkte vor und nach jedem Umlauf würden sich wie $1 : e^{-ht} = 1 : e^{-\frac{hl\sqrt{2}}{c}}$ verhalten. Bei dem Jacobi'schen Etalon wäre h etwa $^1/_{2000}$ Secunde, also das Verhältniss der Abnahme der elektrischen Dichtigkeit 2,7 : 1. — Ist d nicht Null, so ändert sich der Ueberschuss der Dichtigkeit über den mittleren Werth der Dichtigkeit gerade nach demselben Gesetz, wie wenn $d = o$ wäre.

Ist der Werth $\frac{32\gamma}{cr\sqrt{2}}$ sehr klein, also c sehr gross gegen $\frac{\gamma}{r}$, so kann in der Gleichung (13) das zweite Glied gegen das erste vernachlässigt werden. Es bleibt also nur $i = 4\,\frac{l\gamma}{r}\frac{dE}{dx}$ und nach Gleichung (14)

$$\frac{dE}{dt} = -8\,\frac{l\gamma}{r}\frac{d^2E}{dx^2}.$$

Diese Formel fällt mit der §. 856 behandelten zusammen, wo die Induction im Drathe vernachlässigt wurde. Dann findet also ein einfaches Zusammenfliessen der Elektricitäten, analog der Bewegung der Wärme in dem Drathe statt.

Unter derselben Voraussetzung würde den Gleichungen (13) und (14) auch genügt durch particuläre Lösungen von der Form

$$E = d + bx; \quad i = -\frac{c^2}{8h}\, b \left(1 - e^{-2ht}\right), \;\ldots\ldots \quad (II)$$

wo d und b neue Constante sind. — Sollen aber E und i um l periodische Functionen von x sein, so muss in letzteren $b = 0$ sein. — Addiren wir nun die particulären Lösungen (I) und (II) unter dieser Bedingung, so erhalten wir die allgemeineren, durch die Gleichungen (17) gegebenen Lösungen.

868 Läuft der Drath nicht in sich zurück, so müssen die Grössen n und b (Gleichung (II), in der Anmerkung) andere Werthe erhalten, um den für die Enden derselben geltenden Bedingungen zu genügen. Ist der Drath z. B. an einem oder beiden Enden isolirt oder mit der Erde verbunden, so wird die elektrische Welle an den Enden reflectirt und kehrt sich in dem Fall, dass eine Ableitung derselben stattfindet, um, indem dann eine Welle von negativer Elektricität von derselben zurückkehrt, wenn eine Welle von positiver Elektricität ankommt, ganz ähnlich wie bei den Schwingungen eines an einem oder an beiden Enden freien oder befestigten Stabes.

Kirchhoff hat in dieser Art noch den elektrischen Zustand eines einerseits mit der Erde verbundenen Drathes von der Länge l untersucht, der den oben angegebenen Bedingungen der Bildung elektrischer Wellen entspricht, und andererseits mit dem einen Pol einer Säule von der elektromotorischen Kraft k verbunden ist, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet ist. Das Potential an dem mit der Erde verbundenen Ende ($x = o$) wird stets Null, das Potential am anderen mit dem Säulenpol verbundenen Ende ($x = l$) wird stets $1/2\, k$ sein. Daraus folgen die Werthe E und i:

$$E = \frac{k}{4\gamma}\left\{\frac{x}{l} + \frac{2}{\pi} e^{-ht} \sum_1^\infty \frac{(-1)^m}{m} (\cos m\tau \sin m\varphi)\right.$$

$$i = -\frac{k}{r}\left(1 - e^{-2ht}\right) - \frac{cK}{4\sqrt{2}\gamma\pi} e^{-ht} \sum_1^\infty \frac{(-1)^m}{m} (\sin m\tau \cos m\varphi)$$

wo $\tau = \frac{\pi}{l}\frac{c}{\sqrt{2}} t$ und $\varphi = \frac{\pi}{l} x$ gesetzt ist[1]).

[1]) Aus den Bedingungen für den Zustand des Drathes folgt nämlich, dass für $x = 0$ auch $E = 0$ sei. Ferner folgt, dass für $x = l$, E unabhängig von t und gleich $\frac{1}{4\gamma} k$ sei. Ersteres ist nur möglich, wenn $\sin n l = 0$ oder $n = m \frac{\pi}{l}$ ist. Damit letzteres stattfindet, muss $b = \frac{1}{4\gamma l} k$ sein. Hieraus folgt ganz analog den früheren Betrachtungen

$$E = \frac{k}{4\gamma l} x + e^{-ht} \sum_1^\infty A_m \cos m\tau \sin m\varphi,$$

wo $\tau = \frac{\pi}{l}\frac{c}{\sqrt{2}} t$ und $\varphi = \frac{\pi}{l} x$ gesetzt ist. — Endlich muss für alle Werthe von x zwischen 0 und l, d. h. für alle Werthe von φ zwischen 0 und π, für $t = 0$ auch $E = 0$ sein; d. h. es ist $\frac{k}{4\gamma\pi}\varphi = -\sum_0^{\infty}{}' A_m \sin m\varphi$. Setzt nach Fourier

$$\varphi = -2\sum_1^{\infty}{}' (-1)^m \frac{1}{m} \sin m\varphi, \text{ so ist also } A_m = (-1)^m \frac{1}{m}\frac{k}{4\gamma\pi}.$$

Dies für A_m gesetzt, ergiebt die obigen Gleichungen.

Es lässt sich nachweisen, dass die im Ausdruck für i enthaltene Summe, wenn τ zwischen o und x liegt, nur die zwei Werthe $-\frac{\tau}{2}$ und $-\frac{\tau}{2}+\frac{\pi}{2}$, wenn τ zwischen π und 2π liegt, nur die zwei Werthe $\pi-\frac{\tau}{2}$ und $\frac{\pi}{2}-\frac{\tau}{2}$ annehmen kann, je nachdem $\varphi \lesseqgtr \pi-\tau$ ist. Für grössere Werthe von τ wiederholen sich dieselben Werthe der Summe. In jedem Moment theilt sich also der Drath an einem Punkt in zwei Theile. Auf der Länge eines jeden Theiles ist die Stromintensität constant; an dem Punkt selbst macht sie einen Sprung von der Grösse $\frac{ck}{8\sqrt{2\gamma}}e^{-ht}$. Der Punkt rückt aber von der Zeit t an vom Ende $(x=l)$ des Drathes gegen seinen Anfangspunkt $(x=o)$, mit der Geschwindigkeit $\frac{c}{\sqrt{2}}$ vor, kehrt dann mit gleicher Geschwindigkeit gegen das Ende hin zurück u. s. f. Im Sinne der Bewegung des Punktes ist stets die Intensität des Stromes vor demselben kleiner, hinter demselben grösser, so dass sie also abwechselnd am Anfang und Ende des Drathes die grössere ist.

Mit Zunahme der Zeit t nimmt die Grösse des Sprunges ab, indess ist während eines Durchganges desselben durch die Länge des Drathes, d. h. in der sehr kleinen Zeit $T=\frac{l\sqrt{2}}{c}$ diese Abnahme sehr gering.

Eine Berechnung der Intensität des Stromes am abgeleiteten Ende des Drathes $(x=o)$ ergiebt, dass sie Anfangs bis zur Zeit $t=T$ gleich Null ist, und dann zu den Zeiten $3T$, $5T$ u. s. f. jedesmal sich sprungweise um doppelt so viel ändert, als der Sprung an den anderen Stellen des Drathes beträgt. — Der Werth für E erleidet ebenfalls stets an derselben Stelle eine plötzliche Aenderung, an der sich auch i ändert; und zwar um den Werth $\frac{k}{4\gamma}e^{-ht}$; indess bleibt E stets am Ende des Drathes (gegen den Verbindungspunkt mit der Säule hin) grösser als an seinem anderen Ende. Die Vertheilung von E auf dem Drath ist dann durch eine gebrochene gerade Linie dargestellt. Mit wachsender Zeit nimmt der Sprung ab, der Werth E nimmt für $t=\infty$ von $x=l$ bis $x=o$ auf dem Drath nach dem Gesetz der geraden Linie gleichförmig von $\frac{k}{4\gamma}$ bis zu Null ab.

Die neben der einfachen Ladung der Leiter bei Verbindung mit der Säule hergehenden Inductionserscheinungen werden bei der Ladung besserer Leiter, z. B. von Telegraphendräthen, stets auftreten, und deshalb werden auch die Erscheinungen an denselben sich weniger einfach gestalten, als in den §. 855 bis 862 beschriebenen Fällen. Ausserdem sind bei kürzeren Dräthen die Ladungszeiten zu kurz, um beobachtet werden zu 869

können, bei längeren Dräthen die Ableitungen an der Oberfläche zu unregelmässig, um genauere Versuche zu gestatten. Indess zeigen sich doch die allgemeineren, mehr qualitativen Verhältnisse der Ladung sehr deutlich an ihnen, namentlich bei unterirdischen oder submarinen Telegraphenkabeln, bei denen die zu der Ladung erforderlichen Elektricitätsmengen sehr bedeutend sind. Wird ein solcher Drath an einem Ende abwechselnd mit dem einen Pole einer Säule verbunden, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet ist, und von der Säule losgelöst und dafür mit der Hand berührt, so erhält man lebhafte Funken, welche sich auch bei wiederholtem Berühren aus dem Drath ziehen lassen, indem die in den entfernteren Theilen des Drathes angehäuften Elektricitäten nur langsam der Berührungsstelle zuströmen und auf der anderen Seite in die Erde entweichen. An einem 100 engl. Meilen langen, $^1/_{16}$ Zoll dicken und mit einem etwa $^4/_{16}$ Zoll dicken Ueberzug von Guttapercha versehenen Drath, der in Wasser gelegt wurde, und dessen Oberfläche 8300 Quadratfuss betrug, während die äussere mit Wasser umgebene Oberfläche der Guttapercha etwa 30000 Quadratfuss betrug, zeigte sich noch 20 — 30 Minuten nach der Lostrennung von der Batterie eine Ladung.

An dem mit dem Pol der Säule verbundenen Ende des Drathes wird sich die Ladung desselben durch den in ihm fliessenden Strom zuerst herstellen. Ist sie daselbst zum Theil gebildet, so strömt die Elektricität durch den Drath weiter und ladet auch die ferneren Theile desselben. Werden daher in den Telegraphendrath, *abcdf*, Fig. 370, der bei *f* mit der Erde verbunden ist, drei Galvanometer *b*, *c*, *d* eingefügt, und derselbe nun bei *a* dauernd mit dem Pol der Säule verbunden, während der andere Pol derselben zur Erde abgeleitet bleibt, so schlägt die Nadel des Galvanometers *b* zuerst, die Nadel von *c* später, endlich nach 2 — 3 Secunden die von *d* aus, und erst allmälig nehmen die Nadeln eine constante Stellung ein. Wird nun die Säule bei *a* entfernt, so kehren nacheinander die Nadeln von *b*, *c* und *d* in ihre Ruhelage zurück. Berührt man den Pol der Säule nur momentan mit dem Ende *a* des Drathes, so weicht die Nadel *b* zuerst aus und kehrt zur Ruhelage zurück; sodann geschieht dasselbe mit der Nadel in *c* und endlich mit der in *d*, so dass gewissermaassen eine elektrische Welle durch den Drath von *a* nach *f* geht. — Verbindet man das Ende *a* nur momentan mit dem Pol der Säule und gleich darauf mit der Erde, so schlägt die Nadel in *b* zuerst nach der einen Seite, sodann durch den Rückstrom der Elektricität nach der entgegengesetzten Seite aus. — Diese letzteren Beobachtungen hat Faraday [1])

Fig. 370.



[1]) Faraday, Proceedings. Jan. 1854; Phil. Mag. [4] Vol. VII, p. 197; Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 152. 1854.*

an der etwa 1500 engl. Meilen langen, unterirdischen Drathleitung der Telegraphenlinie von London nach Manchester angestellt. Der Drath ging mehrere Male hin und her, so dass die drei Galvanometer *b*, *c* und *d* sich alle mit dem Experimentator in einem Zimmer befanden.

An einem in der Luft ausgespannten Drath zeigen sich die Erscheinungen viel weniger deutlich, da hier die auf der Oberfläche des Drathes angehäuften Elektricitätsmengen viel kleiner sind.

Schaltet man statt der Galvanometer an den verschiedenen Stellen des Telegraphendrathes Elektromagnete ein, welche durch Anziehung ihres Ankers Eisendräthe gegen einen mit Cyankaliumlösung getränkten und durch ein Uhrwerk fortgezogenen Papierstreifen drücken (die Zeichenempfänger des Bain'schen Drucktelegraphen), so verzeichnen die an verschiedenen Stellen anfangenden, auf dem Papier gezogenen blauen Linien gleichfalls den Gang der elektrischen Welle im Telegraphendrath [1]). Mochten nun 31 oder 500 Elemente zur stromerregenden Säule verbunden sein, die Elektromagnete, welche von den der Säule ferneren Theilen des Drathes erregt wurden, begannen doch gleich viel später, als die der Säule zunächst stehenden, ihren Strich auf dem Papier zu zeichnen. Hiernach müssen also die an den einzelnen Theilen des Drathes stattfindenden Ladungen den elektromotorischen Kräften der Säule entsprechen, wie dies auch die Versuche von Siemens (Thl. I, §. 68) direct ergeben.

Auch Wheatstone [2]) hat ähnliche Versuche angestellt, bei denen er 870
namentlich den seitlichen Elektricitätsverlust eines isolirten und einerseits mit dem einen Pol einer Säule verbundenen Telegraphenkabels von 660 engl. Meilen Länge bestimmte. In der Mitte und an den Enden des Kabels waren Galvanometer eingefügt. Wurde der zweite Pol der Säule isolirt erhalten, so konnte sich das Kabel nicht laden; war derselbe abgeleitet, so lud es sich, und die Galvanometer zeigten bald eine constante Ablenkung, indem die in das Kabel eintretenden Elektricitäten sich von seiner Oberfläche aus zerstreuten und nun durch neu hinzuströmende Mengen ersetzt werden mussten. Da die auf diese Weise zerstreuten Mengen der Länge des Kabels nahezu direct entsprechen, so nimmt die Ablenkung A der Nadel des dem Pol der Säule zunächst liegenden Galvanometers, d. h. die Intensität des Stromes daselbst nahezu der Länge des Kabels proportional zu. Wuchs z. B. die Länge von 110 bis 330 und 660 Meilen, so war $A = 6{,}5$, 18 und 31^0. — Da ferner zu den von der Säule entfernteren Enden immer kleinere Elektricitätsmengen hin gelangen, so nehmen die Ablenkungen der Galvanometernadeln von dem Pol der Säule an bis zum entfernteren Ende des Kabels allmälig ab. Dieselben betrugen in Abständen von 110, 330, 440, 550, 660 engl. Meilen $33^1/_2$,

1) Faraday und Latimer Clark, Phil. Mag. [4] Vol IX, p. 162. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 488.* — 2) Wheatstone, Phil. Mag. [4] Vol. X, p. 56. 1855;* Pogg. Ann. Bd. XCVI, S. 164.*

31, 15, 12, 5, 0°. — Der Ausschlag des Galvanometers scheint hierbei derselbe zu sein, wenn vom Galvanometer aus nach der der Säule abgewandten Seite hin sich gleiche Drathlängen l befinden, gleichviel ob zwischen der Säule und dem Galvanometer längere oder kürzere Drathstrecken eingeschaltet sind. Dieses Resultat würde sich auch aus den beiden ersten Sätzen unmittelbar ergeben, denn bezeichnet L die Länge des Kabels, A die Ablenkung des Galvanometers an der Säule, a die des um $L - l$ von der Säule entfernten Galvanometers, so ist 1) $A = const. L$, und 2) $a : A = l : L$, also $a = \frac{A\,l}{L} = const. l$. — Da endlich der Elektricitätsverlust an der Oberfläche des Kabels der freien, daselbst angehäuften Elektricität proportional ist, so muss auch die Intensität des Stromes in dem der Batterie zunächstliegenden Galvanometer der elektromotorischen Kraft derselben proportional sein. (Bei Anwendung von 1—6 hintereinander geschlossenen Kemp-Wheatstone'schen Elementen (Thl. I, §. 147) stieg der Ausschlag des Galvanometers von 6 — 36°.)

Wird das durch die Batterie geladene isolirte Kabel von derselben losgelöst und an dem einen Ende mit der Erde verbunden, so schlägt die Nadel des diesem Ende zunächstliegenden Galvanometers zuerst am stärksten aus, indem dort die Elektricität zuerst abfliesst, dann folgen die Nadeln der entfernteren Galvanometer. — Verbindet man beide Enden des Kabels mit den beiden Polen der Säule, theilt das Kabel in der Mitte und stellt sogleich die Verbindung daselbst wieder her, so schlägt die Nadel des dort befindlichen Galvanometers zuerst aus, später folgen die Nadeln der an den Polen der Batterie befindlichen Galvanometer. Oeffnet man aber die Verbindung des Kabels mit der Säule an dem einen Pol, und stellt dann die Verbindung wieder her, so schlagen die Nadeln der Galvanometer an den Polen zuerst, dann die des in der Mitte des Kabels befindlichen aus.

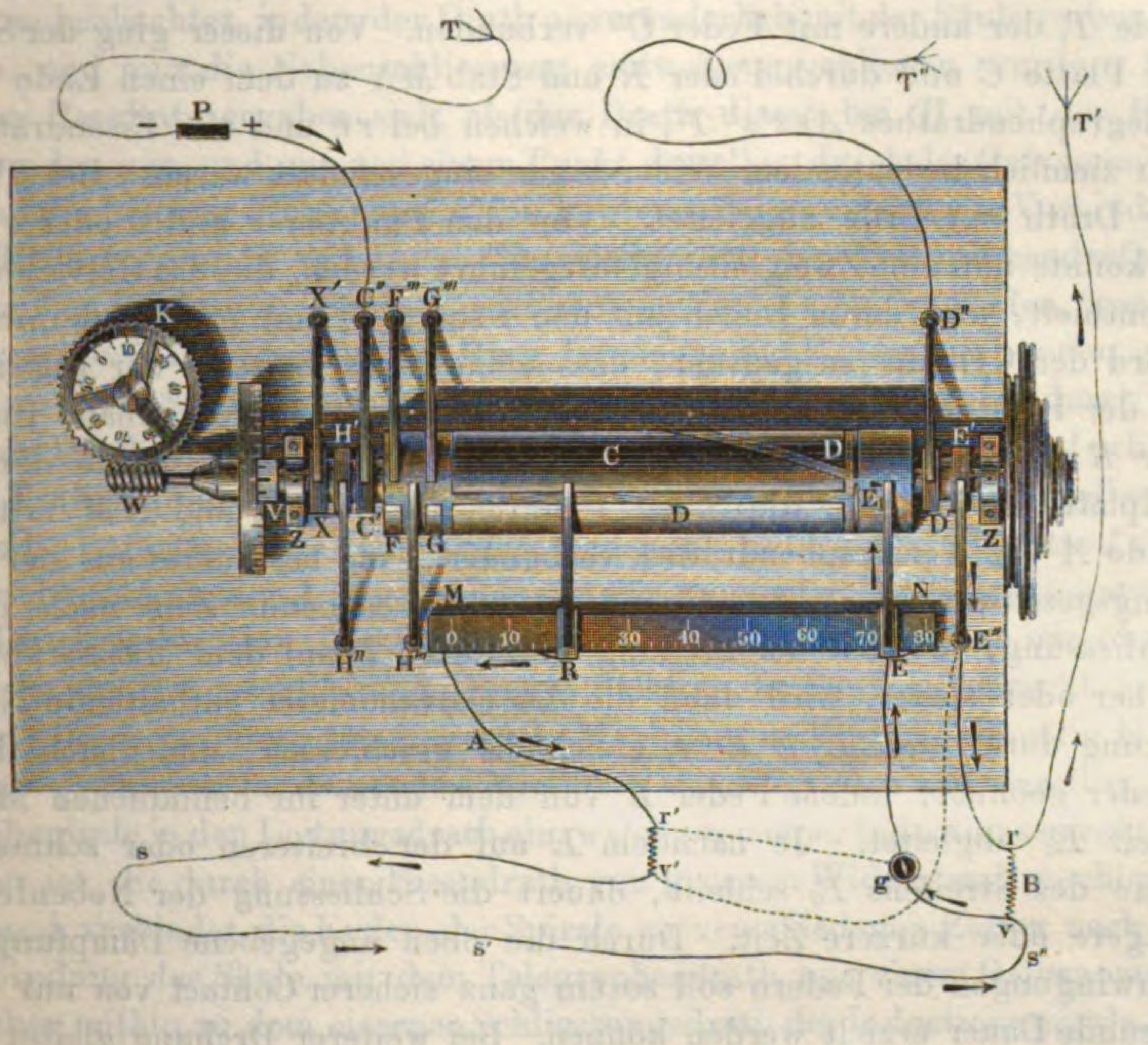
Dieser Versuch unterscheidet sich auf eine sehr bemerkenswerthe Weise von dem Versuch von Faraday, bei welchem bei der Verbindung eines zur Erde abgeleiteten Drahtes mit dem einen Pol einer andererseits gleichfalls mit der Erde verbundenen Säule der Strom allmälig von jenem Pol durch den ganzen Drath sich zur Erde fortpflanzte. Würde hier die Erde nur als ein Leiter dienen, so würde sich im Gegentheil die Strömung von beiden Polen der Säule, sei es direct, sei es durch die Erde gleichzeitig allmälig bis zur Mitte des Drathes ausgebreitet haben. — Wir werden also die Erde hier nicht wie einen gewöhnlichen Leiter zu betrachten haben, sondern wie einen grossen Behälter, in welchen die von den Polen der Säule kommenden Elektricitäten auf den ihnen dargebotenen Wegen allmälig abfliessen [1]).

[1]) Vergl auch Riess, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 223. 1850.*

Ganz ähnliche Versuche, wie die erwähnten, hat Guillemin [1]) an überirdischen Telegraphendräthen angestellt, und dabei zugleich genauere Messungen über die Zeitdauer ihres variablen Ladungszustandes gemacht. 871

Ein 180^{mm} langer und 100^{mm} im Umfang haltender Cylinder von Buchsbaumholz, Fig. 370, drehte sich vermittelst eines Schnurlaufes und eines durch die Hand getriebenen und mit Windflügeln versehenen Schwungrades um eine

Fig. 370.



stählerne Axe. Die Zahl seiner Umdrehungen konnte durch ein an letzterer angebrachtes Zählerwerk *W* und *K* abgelesen werden. Auf dem Cylinder war eine dreieckige und eine trapezförmige Kupferplatte *C* und *D* befestigt, welche metallisch mit zwei auf die Stahlaxe aufgesetzten Rädern C^I und D^I communicirten, gegen deren metallische Peripherieen die Federn C^{II} und D^{II} schleiften. Die die Hypotenuse von *C* bildende Kante war stufenförmig in 70 Absätzen ausgeschnitten. Vor dem Cylinder lag ein getheilter Metallstab *MN*, auf dem sich zwei Federn *R* und *E* von Stahl verschieben liessen, deren erstere mit dem Stab direct metallisch communicirte, während die zweite von ihm isolirt war. Letztere traf bei der Drehung des Cylinders einen schmalen dreieckigen Kupferstreif E_I, der in denselben eingelegt war. Ausserdem schleifte eine Feder E^{II} auf einem ebenfalls isolirt

1) Guillemin, Ann. de Chim. et de Phys. T. LX, p. 385. 1860*.

auf die Stahlaxe aufgesetzten Metallrade E^I, welches mit E_I leitend verbunden war. Fernere Einlagen des Cylinders F, G, H, communicirten bei seiner Drehung bei einigen Versuchen mit den Federn $F^{II} G^{II} H^{II}$.

Die Federn waren alle von Stahl und wurden gegen die Räder und den Buchsbaumcylinder durch Spiralfedern gedrückt, welche ein kleines Polster von Hirschleder trugen, um so die Schwingungen derselben zu dämpfen.

Bei den meisten Versuchen war der eine Pol einer Säule P mit der Erde T, der andere mit Feder C^{II} verbunden. Von dieser ging der Strom zur Platte C und durch Feder R und Stab MN zu dem einen Ende eines Telegraphendrathes $Ass^I s^{II} T^I$, in welchen bei rv und $r^I v^I$ Eisendräthe B von ziemlich bedeutendem Widerstande eingeschaltet waren. Bei T^I war der Drath zur Erde abgeleitet. Von den Punkten r und v oder r^I und v^I konnte nun eine Zweigleitung fortgeführt werden, die das Galvanometer g enthielt, und deren Enden mit den Federn E und E^{II} communicirten. Wird der Cylinder so gedreht, dass seine obere Seite in der Figur sich in der Richtung des Pfeiles bei EE_I bewegt, so wird, sobald die Feder R an der einen oder anderen Stelle auf die Hypotenuse der Metallplatte C auftritt, die Säule P durch C^{II} C^I C R und NM mit dem Ende A des Telegraphendrathes verbunden; eine bestimmte aus der Drehungsgeschwindigkeit des Cylinders zu berechnende Zeit nach dieser Schliessung, je nach der Stellung der Feder R auf dem Maassstab MN früher oder später, wird dann die das Galvanometer enthaltende Nebenleitung durch $vgEE_IE^IE^{II}r$ gleichfalls geschlossen, und gleich darauf wieder geöffnet, indem Feder E von dem unter ihr befindlichen Metallstreif E_I abgleitet. Je nachdem E auf der breiteren oder schmaleren Seite des Streifens E_I schleift, dauert die Schliessung der Nebenleitung längere oder kürzere Zeit. Durch die oben angegebene Dämpfung der Schwingungen der Federn soll so ein ganz sicherer Contact von nur $^1/_{5000}$ Secunde Dauer erzielt werden können. Bei weiterer Drehung gleitet auch Feder R von C ab und tritt auf die Metallplatte D über, welche durch D_I und D^{II} mit der Erde bei T^{II} verbunden ist. Der Telegraphendrath entledigt sich jetzt seiner Ladung gleichzeitig auf den Wegen $MRDD^ID^{II}T^{II}$ und BrT^I. Da bei sehr langen Dräthen die Entladung durch beide Enden in der Zeit des Schleifens der Feder R auf D nicht vollständig erfolgen würde, werden bei ihnen noch zwei mittlere Punkte mit den Federn F^{III} und G^{III} verbunden, welche bei der Drehung auf die Metallplatten F und G treten und durch diese mit D^I und der Erde verbunden sind. Bei weiterer Drehung ladet sich der Telegraphendrath von Neuem u. s. f., so dass das Galvanometer in der Nebenschliessung einen constanten Strom angiebt. — Aus den Versuchen folgt:

Ist die Nebenschliessung an dem von der Säule entfernten Ende des Telegraphendrathes angebracht, so nimmt daselbst die Intensität des Stromes allmälig bis zu einem Maximum zu. So ergab sich z. B. das Ansteigen der Intensität i in den Zeiten t (in 10000tel Secunden) nach hergestellter

Schliessung am Ende eines 530 Kilometer langen, 4^{mm} dicken, in der Luft ausgespannten Telegraphendrathes von Eisen (Linie: Nancy, Strassburg, Mülhausen, Vesoul, Nancy):

t	19	29	55	90	150	190	220	260	∞
i	0,5	2	10	17	18,5	18,5	19	19,5	19,5

In etwa 0,024 Secunden hatte also der Drath in allen Theilen einen constanten Zustand angenommen. Derselbe dauernde Zustand wurde ausserdem beobachtet, indem der Drath unveränderlich mit der Säule verbunden blieb, und nun die Nebenschliessung zeitweise geschlossen wurde. Dieselben Resultate ergaben sich, als der Drath direct bei T^I mit der Erde verbunden war, und nun von einem Punkt desselben durch das Galvanometer G und die Leitung $EE_I E^I$ und E^{II} in gewissen Zeiten eine zweite Verbindung zur Erde hergestellt wurde. — Es wurde auch der Telegraphendrath an demselben Punkt unterbrochen, und nun wurden die beiden Enden daselbst mit zwei auf einem besonderen Ring J schleifenden Federn verbunden, welcher an einer Stelle unterbrochen war. Die Verbindung der Säule durch den ganzen Drath bis zur Erde war hergestellt, so lange die Federn auf J schleiften. Traten sie aber auf die Unterbrechungsstelle über, so war dieselbe gehemmt. Dafür trat dann eine andere Feder H^{II} auf eine Metallplatte I über und schaltete an der Unterbrechungsstelle momentan ein Galvanometer in den Drath selbst ein. Die Versuche ergaben dasselbe Resultat wie oben.

Ist die Nebenschliessung dagegen dicht an der Säule angebracht, so erreicht die Stromintensität zuerst ein Maximum und nimmt allmälig bis zu einem permanent andauernden Minimum ab. Fügt man also daselbst eine Drathspirale in den Leitungsdrath ein, welche von einer Inductionsspirale umgeben ist, die durch einen Eisendrath von grossem Widerstand geschlossen ist, und verbindet die Enden der Spirale zu verschiedenen Zeiten nach der Verbindung der Säule mit dem Telegraphendrath mit einem Galvanometer, welcher mithin zu dem eisernen Schliessungsdrath der Inductionsspirale eine Nebenschliessung bildet, so ist der in dem Galvanometer erhaltene Inductionsstrom in der ersten Zeit nach der Verbindung mit der Säule dem von derselben ausgehenden Strom entgegengerichtet, später demselben gleichgerichtet. Dasselbe Verhalten tritt auch, nur zu anderen Zeiten hervor, wenn man die Drathspirale an anderen Stellen des Telegraphendrathes einfügt, also z. B., sie einerseits mit letzterem und andererseits erst durch einen langen Eisendrath mit der Säule verbindet, oder auf der entgegengesetzten Seite den Telegraphendrath durch die Spirale zur Erde ableitet [1]).

Beim Loslösen der Verbindung des Telegraphendrathes mit der Säule ist beim Verschwinden der Ladung der in der Inductionsspirale erzeugte Strom immer dem durch die Säule erzeugten Strom gleichgerichtet; es müsste denn sein, dass man das zuerst mit der Säule verbundene

[1]) Guillemin, Compt. rend. T. LI, p. 142. 1860.*

Ende des Telegraphendrathes nachher zur Erde ableitet, wo er die entgegengesetzte Richtung hat.

Diese Resultate ergeben sich ohne Weiteres, wenn man beachtet, dass der Abfall der freien Elektricitäten in den ersten Momenten sich nur über die dicht an der Säule befindlichen Theile des Drathes erstreckt, dort also sehr gross ist, und so die durch die Querschnitte des Drathes bewegte Elektricitätsmenge gleichfalls bedeutend ist. Allmälig breitet sich die freie Elektricität über den ganzen Drath aus, es tritt ein zunehmender Strom auch an seinem von der Säule entfernten Ende auf, während der Abfall der freien Elektricität an der Säule selbst immer kleiner, die Stromintensität daselbst immer geringer wird. Die Dauer der Veränderungen des elektrischen Zustandes des Drathes ist aber selbstverständlich an allen Stellen dieselbe.

Bei verschieden langen Dräthen von 280, 380, 570 und 1004 Kilometern Länge betrug bei diesen Versuchen die merkbare Dauer des variablen Zustandes 0,0045, 0,010, 0,0180, 0,0280 Secunden, welche Zahlen sich wie die Quadrate jener Längen verhalten sollten. Sie nehmen aber langsamer zu; eine Abweichung, die durch die nicht berücksichtigte ungleiche Dicke der Dräthe (3 bis 4^{mm}), und die ungenauere Abmessung der Länge der Dräthe, die Ableitung an ihrer Oberfläche und die Inductionserscheinungen bedingt ist.

Verbindet man die Enden T und T' des Drathes Fig. 370, statt mit der Erde, direct durch einen Drath, so nimmt jetzt die Stromintensität in einer Nebenschliessung an der Stelle rv ab; der Strom erreicht einen constanten Zustand daselbst in derselben Zeit, wie in einer, der Säule zunächst im Drathe bei $r'v'$ angebrachten Nebenschliessung, während das Ende T' zur Erde abgeleitet ist. Es strömt also jetzt von beiden Polen der Säule gleichzeitig die Elektricität in den Drath durch die Enden A und B. Dies findet beim Einsenken von T und T' in die Erde nicht mehr statt; im Gegentheil fliessen von beiden Polen nur die Elektricitäten zu ihr ab, und die Erde dient so wiederum als ein Reservoir, welches diese Elektricitäten aufnimmt, ohne als wirklicher Leiter zwischen den von der Säule kommenden, in sie eingesenkten Elektroden zu wirken. Dies geschieht schon, wenn der Abstand der Ableitungsstellen zur Erde nur etwa 5 bis 6 Meter beträgt.

Bei Anwendung verschiedener Säulen (20 bis 150 Bunsen'scher Elemente) nimmt die Zeit des variablen Zustandes des Stromes ein kleines wenig mit der Zunahme der Zahl der zur Säule geordneten Elemente, so wie mit wachsender Grösse derselben ab, (etwa um $^1/_{10}$). Bringt man ebenso an dem, mit dem Telegraphendrath verbundenen Pol der Säule eine Zweigleitung zur Erde an, wodurch die Intensität des Stromes im Drath vermindert wird, so wächst dieselbe Zeit ein wenig. Ist der Drath vor der Verbindung mit dem einen Pol der Säule mit der demselben entgegengesetzten Elektricität geladen, so tritt dasselbe ein; ebenso wenn die den Drath umgebende Luft feucht ist.

Guillemin glaubt, dass diese Erscheinung daher rühre, dass eine

Säule in der Zeiteinheit überhaupt nur eine bestimmte, mit der Zahl und Grösse der Elemente wachsende Elektricitätsmenge liefern kann. Sie beruht indess wohl auf anderen Umständen. Würde die Ladung des Drathes mit freier Elektricität nach dem Ohm'-Kirchhoff'schen Gesetz allein auftreten, so wäre dieselbe der Stromintensität proportional, also die Dauer des variablen Zustandes vor endlicher Herstellung der Ladung von der Art der Anordnung der Säule unabhängig. Treten aber weniger regelmässige Bindungen oder Ableitungen gewisser Elektricitätsmengen auf der Oberfläche des Drathes ein, welche nicht der Spannung an der Säule proportional sind, z. B. wenn an irgend einer Stelle Funkenentladungen erfolgen könnten, u. dgl. m., so werden die Verhältnisse sich ändern.

Wird der Drath in der angegebenen Weise durch Verbindung des Endes *A* mit der Säule geladen und kurze Zeit nach Herstellung dieser Verbindung ebendaselbst durch ein Galvanometer mit der Erde verbunden, so entladet sich der Drath durch dieses wieder. Der Ausschlag des Galvanometers wächst mit der Dauer der Verbindung mit der Säule zu einem Maximum, welches, wie leicht ersichtlich, zur selben Zeit erreicht ist, in der der permanente Zustand der Ladung des Drathes sich herstellt. — Wird aber der Drath, nachdem er einen constanten Zustand angenommen, bei *A* mit der Erde verbunden, und in verschiedenen Momenten von dem Verbindungsdrath aus durch ein Galvanometer eine Zweigleitung zur Erde hergestellt, so nimmt in derselben die Intensität des Entladungsstromes ab. Derselbe dauert indess im Ganzen eine etwa 3,4 bis 4,2mal so lange Zeit, als zur Ladung des Drathes erforderlich war, je nachdem die Zweigleitung an dem der Säule zunächstliegenden oder dem von ihr entfernten Ende des Drathes angebracht wurde. Die zu diesen Versuchen nöthigen Verbindungen lassen sich leicht durch die Federn des Apparates bewerkstelligen.

Wird daher bei den zuerst beschriebenen Versuchen die Ableitung des durch Verbindung mit dem einen Pol der Säule geladenen Drathes nicht lange genug hergestellt, so verbleibt in Folge dieser langen Entladungszeit leicht ein Theil der Ladung in demselben zurück bis zur wiederholten Verbindung mit der Säule. Wenn letztere nun auch nur so kurze Zeit andauert, dass ohne diesen Grund das Galvanometer an dem mit der Erde verbundenen Ende des Drathes noch keinen Strom angeben würde, so zeigt sich hierdurch doch bei wiederholter Verbindung mit der Säule ein Strom, indem nun die zurückbleibenden Ladungen sich addiren und gemeinsam abfliessen.

Wurde bei diesen Versuchen der Drath nach der Loslösung von der Säule isolirt gelassen und nun bestimmte Zeiten nach derselben durch das Galvanometer mit der Erde verbunden, so nahm der Ausschlag des letzteren ziemlich schnell ab (von 56° bis 22°, während er in derselben Zeit bei dauernder Verbindung des Drathes mit der Erde von 74° bis 10° herabsank). Dieser sehr bedeutende Elektricitätsverlust des Drathes durch

Abgabe an die Luft, sowie namentlich auch durch mangelhafte Isolation muss die Sicherheit der Resultate bedeutend beeinträchtigen. Die Fehlerquellen werden noch grösser durch die inducirende Wirkung jedes Theiles des Drathes auf die benachbarten Theile desselben und durch die Inductionsströme, welche auftreten, wenn man zwei parallele Dräthe zu den Versuchen verwendet, zwischen denen dann auch Nebenleitungen stattfinden können. Wenn man z. B. von zwei parallelen, wohl isolirten Telegraphendräthen den einen durch Verbindung seines einen Endes mit dem einen Pol einer Säule ladet, und das benachbarte Ende des anderen Drathes durch ein Galvanometer zur Erde ableitet, so zeigt letzteres dabei in Folge des im zweiten Drathe entstehenden Inductionsstromes einen Ausschlag [1]). Ein solcher Inductionsstrom würde offenbar auch erfolgen, wenn die von der Säule entfernten Enden der beiden Dräthe verbunden, und nun an dem Galvanometer die Zeit der durch die Säule erfolgenden Ladung des Drathes beobachtet würde. — Auch die beständig in den Telegraphendräthen durch Einfluss der Luftelektricität auftretenden Ströme haben einen grossen störenden Einfluss. Die Ungenauigkeit der Resultate ergiebt sich auch daraus, wenn man mit Hülfe der oben erwähnten numerischen Werthe aus der Ohm'schen Formel (§. 856) in jedem Fall die Leitungsfähigkeit k des Drathes berechnet, dass dieser Werth, welcher constant sein sollte, zwischen 20,7 und 36,7 variirt [2]).

872 Sehr deutlich tritt die Wirkung der Inductionsströme bei den folgenden Versuchen hervor, bei denen sie sogar, entsprechend den Rechnungen von Thomson und Kirchhoff, alternirende Ströme zur Folge haben. Solche Ströme werden nach Thomson's [3]) Berechnung (§. 863) namentlich hervortreten, wenn die elektrische Capacität C der Dräthe klein ist im Verhältniss zu der Inductionswirkung in denselben. Sie würden sich also leichter in überirdischen Telegraphenkabeln zeigen, als in solchen, die in das Meer versenkt sind.

Auf diese Weise beobachteten auch W. Thomson und Jenkin, als sie einen mit Guttapercha überzogenen und mit Eisendrath übersponnenen zusammengerollten Telegraphendrath (das zur Versenkung in das rothe Meer bestimmte Kabel) einerseits mit der Erde, andererseits mit dem einen Pol einer Säule verbanden, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet war, dass bei plötzlicher Loslösung des Kabels von der Säule und Verbindung des losgelösten Endes durch ein Galvanometer mit der Erde, die Galvanometernadel erst einen der normalen Entladung des Drathes entsprechenden Ausschlag zeigte, sodann gleich darauf eine entgegengesetzte Ablenkung, die also in demselben Sinne erfolgte, wie durch den das Kabel ladenden Strom. Die Ausschläge waren viel zu bedeutend, als dass

[1]) Vergl. die älteren Versuche von Guillemin und Burnouf, Compt. rend. T. XXXIX, p. 330 und 536. 1854.* — [2]) Keller, Annali di Matematica di Roma. Settembre e ottobre 1859. — [3]) Thomson und Jenkin, Phil. Mag. [4] Vol. XXII, p. 202. 1861.*

sie einer Polarisation der die Leitung zur Erde vermittelnden Metallplatten hätten zugeschrieben werden können. Je länger der Drath ist, oder je besser sein von der Säule entferntes Ende von der Erde isolirt ist, desto mehr tritt der erste normale Ausschlag hervor und desto mehr verschwindet die Umkehrung der Stromesrichtung (die „falsche Entladung"), da die Zeitdauer der Entladung dabei immer mehr vergrössert wird, und die letztere Entladung die Galvanometernadel dann erst trifft, wenn sie durch die normale Entladung schon weit abgelenkt ist. Wird die Verbindung des der Säule zunächst liegenden Endes des Kabels mit der Erde erst einige Zeit nach der Loslösung von der Säule vorgenommen, während das Kabel andererseits mit der Erde verbunden ist, so tritt dann die normale Entladung mehr zurück und die anomale Ablenkung der Galvanometernadel zeigt sich allein. Ein wiederholtes Alterniren liess sich nicht beobachten. Trotz der grossen Elektricitätsmenge im Kabel zeigte sich doch bei der Loslösung von der Säule kein Funken, indem die Entladung durch die Induction zu sehr verzögert wurde. — An einem ins Meer versenkten Kabel konnte Jenkin entsprechend den oben gemachten Andeutungen keine falsche Entladung nachweisen. Wird dasselbe aber herauf gewunden und auf dem Trocknen in Windungen übereinander gelegt, so tritt sie nach Webb[1]) sogleich hervor.

Zu den Versuchen über die Ladungszeit der Dräthe müssen wir auch 873
die Beobachtungen der Experimentatoren rechnen, welche auf verschiedenem Wege die Geschwindigkeit der im galvanischen Strome fortgeleiteten Elektricitäten bestimmen wollten. Dieselben haben bisher nur die Ladungszeit von Telegraphendräthen, und zwar auch noch unter sehr verschiedenen, meist durchaus nicht genau bestimmten Bedingungen erforscht, so dass ihre Beobachtungen nicht einmal für die Bestimmung jener Ladungszeit einen sicheren Schluss gestatten. Wir begnügen uns deshalb, dieselben nur ganz kurz zu erwähnen.

Fizeau und Gounelle[2]) liessen auf dem Rande eines Holzrades von 50^{mm} Durchmesser, der in 36 gleiche, abwechselnd mit Platin ausgelegte Abtheilungen getheilt war, drei Paare von Federn von Platin AB, CD, EF schleifen, so dass zu gleicher Zeit die Federpaare AB und EF auf zwei Platinabtheilungen, CD auf dem Holz zwischen denselben schleiften. Der eine Pol einer Säule wurde mit der Erde, der andere mit Feder A verbunden. Feder B wurde mit einem Telegraphendrath verbunden, der von Paris nach Rouen (Eisendrath) oder Amiens ($^1/_3$ Eisendrath und $^2/_3$ Kupferdrath) und zurück führte. Das andere, wieder an dem Apparat endigende Ende des Drathes wurde gespalten und mit den Federn C und E verbunden, während die Federn D und F mit den beiden Windungsreihen G und G_1 eines Differentialgalvanometers, welche andererseits zur Erde abgeleitet waren, in der Art verbunden

[1]) Webb, Engineer 1859. 26. Aug. und l. c. — [2]) Fizeau und Gounelle, Compt. rend. T. XXX, p. 437. 1850;* Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 158.*

wurden, dass der Strom dieselben in entgegengesetzter Richtung durchfloss. Treten bei der Drehung des Rades die Federn *AB* auf eine Platinabtheilung, so vergeht eine Zeit, bis sich die Ladung, welche durch dieselben dem mit *B* verknüpften Ende des Telegraphendrathes mitgetheilt wird, bis zu seinem mit den Federn *C* und *E* verbundenen Ende ausbreitet. Bleibt das Rad in Ruhe, so fliesst der Strom nur durch Feder *F* und die Windungsreihe G_1. Wird das Rad so schnell gedreht, dass in dieser Zeit die Federn *C* und *D* vom Holz auf das Platin, *E* und *F* von letzterem zu ersterem übertreten, so fliesst der gebildete Strom nur durch die Windungsreihe *G* des Galvanometers. Wird das Rad noch schneller gedreht, dass in jener Zeit die Federn *CD* bis auf die zweite Holzabtheilung, die Federn *EF* auf die zweite Platinabtheilung treten, so fliesst der Strom wieder durch *F* und die Windungsreihe $G_{\prime}$ u. s. f. Mit wachsender Drehungsgeschwindigkeit des Rades wechselt also die Richtung des Ausschlages der Galvanometernadel. Aus der Messung jener Geschwindigkeit in den verschiedenen Fällen kann man daher die Zeit der Fortpflanzung der Ladung in dem Drath von seinem ersten bis zu seinem letzten Ende bestimmen. Diese Zeit ergab sich unabhängig von der Zahl und Anordnung der Elemente der Säule, wie dies auch aus dem Früheren folgt, und war die gleiche, welcher Pol der Säule auch mit dem Drath verbunden wurde. Die Strecke, über welche die Ladung auf diese Art in der Secunde sich ausbreitete, betrug im Eisendrath von 4^{mm} Durchmesser 101710 Kilometer, im Kupferdrath von $2{,}5^{mm}$ Durchmesser 177722 Kilometer; sie schien also nicht im Verhältniss der specifischen Widerstände der Dräthe zu stehen und von ihrem Querschnitt unabhängig zu sein. Indess ist nach dem Früheren zu beachten, dass diese Zeit jedenfalls annähernd proportional dem Quadrat der Länge der Dräthe zunehmen muss, und nicht, wie vorausgesetzt wurde, direct ihrer Länge proportional ist, dass ferner die Beschaffenheit der Oberfläche der Dräthe und der Atmosphäre, also der Ladungscoefficient und die Ableitung von der Oberfläche der Dräthe völlig unbestimmt war, so dass den erhaltenen Zahlenwerthen keine grosse Bedeutung beizulegen ist.

874 In ähnlicher Weise hat Walker[1]) durch eine Uhr auf einer Station (Philadelphia) in regelmässigen Intervallen einen Strom geschlossen, der ebendaselbst und auf anderen Stationen (Cambridge, New-York, Washington) vermittelst eines Morse'schen Schreibapparates auf einem Papierstreifen Punkte verzeichnete. Wird nun ein Sterndurchgang durch den Meridian in gleicher Weise von Philadelphia aus durch einen Strom nach den anderen Stationen signalisirt, so wird das betreffende Zeichen ebenso stark verzögert, wie die die Zeit angebenden Punkte. Die Abstände zwischen ersterem und letzteren sind also auf allen Stationen gleich. Wird

[1]) Sears. C. Walker (A. D. Bache und Steinheil, Astron. Nachr. Bd. XXIX, S. 54 und 97. 1849.*

aber der Sterndurchgang von einer anderen Station aus, z. B. nach Philadelphia rückwärts telegraphirt, so vergeht eine gewisse Zeit, bis der Strom daselbst anlangt; der Abstand des unmittelbar vor dem Durchgang von Philadelphia hier gegebenen Zeitzeichens von dem den Durchgang angebenden Punkt ist auf jener Station kleiner als in Philadelphia, und zwar wächst die Verkleinerung mit dem Abstand der Station von Philadelphia. Durch Messung dieser Verkleinerung mittelst der verschiedenen Beobachtungen ergab sich die Länge der Telegraphendräthe von der Säule ab, an deren Ende der Strom in der Secunde eine solche Intensität erreicht, dass er den Elektromagnet des Morse'schen Apparates bis zum Beginn der Bewegung des Zeichenstiftes genügend stark erregte, gleich 18700 engl. Meilen mit einem etwaigen Fehler von 1000 Meilen.

Bei den Versuchen von Gould[1]) wurde durch eine Uhr der durch 875 die Schreibapparate des Morse'schen Telegraphen auf zwei Stationen A und B geleitete Strom regelmässig am Anfang jeder Secunde unterbrochen. Die „Zeit"-Linien, welche auf den durch ein Uhrwerk fortbewegten Papierstreifen der Apparate durch die Schreibstifte gezogen wurden, wurden daher an gleich weit von einander entfernten Stellen durch kleine Zwischenräume unterbrochen. Diese Zwischenräume werden aber nicht auf beiden Stationen gleichzeitig, sondern auf der Station A, auf welcher die Uhr steht, früher verzeichnet werden. Giebt man nun auf Station B ein Signal durch Unterbrechung des Stromes, und zeichnet sich dies in B und A auf demselben Papierstreif auf, wie jene Zeitlinien, so wird es auf der Station B ebensoviel eher erscheinen als auf A, wie die Unterbrechungen der Zeitlinien in B gegen die in A verzögert sind. Die Differenz der relativen Stellung der Signalpunkte auf beiden Stationen in Bezug auf die Stellung der Unterbrechungen der Zeitlinien, multiplicirt mit der Geschwindigkeit der Bewegung des Papierstreifens giebt dann die doppelte Zeit an, welche der galvanische Strom braucht, um von A nach B in genügender Stärke zu gelangen, um den Schreibapparat daselbst zu bewegen.

Da für beide Zeichen die Zeit gleich ist, um den den Anker tragenden Magnet so weit zu magnetisiren, dass er den Anker anzieht, oder ihn so weit unmagnetisch zu machen, damit derselbe abfällt, so entsprechen die erhaltenen Werthe direct den Zeiten, in denen sich die am einen Ende durch Oeffnung des Schliessungskreises bedingte Aenderung der Ladung der Dräthe auch am anderen Ende kundgiebt. Im Mittel findet Gould aus Versuchen die Geschwindigkeit der Fortpflanzung in Eisendräthen gleich 15890 engl. Meilen in der Secunde.

Auch hier konnten die oben erwähnten störenden Umstände durchaus nicht genauer beachtet werden.

[1]) Gould, American Journal [2] Vol. XI, p. 67, 153; Krönig's Journ. Bd. III, S. 1. 1851.*

876 Mitchel [1]) in Cincinnati bediente sich zu den Bestimmungen im Wesentlichen der folgenden Methode:

Durch ein Secundenpendel wird bei jedem Schlage eine mit einer Spitze versehene „Zeit-"Feder regelmässig gegen eine mit gleichförmiger Geschwindigkeit rotirende Metallscheibe gedrückt, und so die Zeit auf derselben notirt. Dieser Feder gerade gegenüber befindet sich eine zweite, welche durch einen Elektromagnet gegen die Metallplatte gedrückt wird, wenn derselbe durch einen Strom erregt wird. Der eine Pol einer Säule wurde nun mit der Erde verbunden, der andere durch das Secundenpendel in regelmässigen Intervallen entweder mit einer kurzen zur Erde führenden Leitung verbunden, welche die den Elektromagnet erregende Spirale enthielt, oder mit einer längeren Leitung in Verbindung gesetzt, die aus einem 607 engl. Meilen langen, von Cincinnati nach Pittsburg und zurück führenden Telegraphendrath und sodann aus der Spirale des Elektromagnetes bestand, und an ihrem Ende gleichfalls mit der Erde verbunden war. — Im letzteren Falle wurde die durch den Elektromagnet angezogene Feder später gegen die rotirende Metallscheibe gedrückt, als im ersteren. Die durch sie verzeichneten Punkte stehen nicht mehr den durch die Zeitfeder verzeichneten Punkten direct gegenüber. Aus dem mittleren Abstand der durch beide Federn angegebenen Punkte lässt sich die Zeit der Fortpflanzung durch die Telegraphenleitung bestimmen. — Um indess vergleichbare Angaben zu haben, musste die Intensität der Ströme bei der langen und kurzen Leitung gleich gemacht werden, damit die Erregung des Elektromagnetes in gleicher Weise vor sich ging, und zugleich mussten die Bewegungen des Ankers desselben möglichst klein gemacht werden.

Es ergab sich im Mittel für den Telegraphendrath von unbestimmtem Stoff (wohl Eisen) eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit der zur Erregung des Elektromagnetes erforderlichen Intensität von 28524 engl. Meilen in der Secunde.

Ausser den schon erwähnten Störungen tritt bei diesen Versuchen noch der Umstand hinzu, dass auch bei völlig gleicher Stromintensität die beim Schliessen der Stromkreise erfolgenden Extraströme in den die Magnete umgebenden Spiralen bei der kürzeren Leitung viel intensiver sind, als bei der längeren, und so bei jener die Magnete viel langsamer den zur Anziehung des Ankers erforderlichen Magnetismus erhalten [2]) (vergl. Thl. II, §. 698).

877 Aus den mehrfach erwähnten Gründen ist die grosse Verschiedenheit der erhaltenen Zahlen, welche für die Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Elektricität selbst direct nichts Bestimmtes ergeben, sehr erklärlich. Dieselben sind wesentlich kleiner, als die von Wheat-

[1]) Mitchel, Pogg. Ann. Bd. LXXX, S. 161. 1850.* — [2]) Vergl. auch Helmholtz, Pogg. Ann. Bd. LXXXIII, S. 539. 1851.*

stone[1]) für die Dauer der Elektricitätsbewegung bei Entladung einer Leydener Batterie erhaltene Zahl. Bekanntlich unterbrach derselbe den Entladungsdrath der Batterie an drei Punkten, von denen der eine in der Mitte des Drathes, die beiden anderen an den Belegungen der Batterie sich befanden, und beobachtete die Verschiebung der Spiegelbilder der an denselben entstehenden Funken in einem vor den Unterbrechungsstellen schnell rotirenden Spiegel. Es ergab sich, dass die Elektricitäten von beiden Belegungen gleichzeitig ausgingen und sich in der Mitte zwischen ihnen vereinten. Die Geschwindigkeit der Bewegung fand Wheatstone in einem Kupferdrath von $1{,}7^{mm}$ Dicke gleich 288 000 engl. oder 57 600 geogr. Meilen in der Secunde.

Es wäre sehr wünschenswerth, dass über die Ladungszeiten der Dräthe und die zu ihrer Ladung erforderlichen Elektricitätsmengen, über die Intensität der Ströme in einerseits isolirten, andererseits mit der Säule verbundenen Dräthen und die Mengen Elektricität, welche sie an ihrer Oberfläche verlieren, so wie über die übrigen in dieses Gebiet einschlagenden Erscheinungen genauere Versuche angestellt würden. Man würde aus denselben zugleich eine Bestimmung der elektrostatischen Einheiten von Elektricität herleiten können, welche in der Zeiteinheit durch den Querschnitt der Leiter bei einer gewissen Stromintensität hindurchgehen. Man könnte so die entsprechende, von Weber und Kohlrausch vorgenommene Messung (§. 799) ergänzen und bestätigen.

[1]) Wheatstone, Phil. Trans. 1835. Vol. II, p. 583;* Pogg. Ann. Bd. XXXIV, S. 464;* die nähere Beschreibung dieser Versuche gehört in das Gebiet der Reibungselektricität; vergl. Riess, die Lehre von der Reibungselektricität Bd. I, S. 381. §. 398 u. flgde.*

Nachträge.

1. Zu Thl. I, §. 12 bis 15. Fundamentalversuche. Hankel[1]) hat die elektromotorische Kraft beim Contact zweier Metalle nach folgender Methode bestimmt:

Eine kreisförmige Kupferplatte von 95^{mm} Durchmesser schwebte horizontal und isolirt an drei Dräthen über einer zweiten, horizontalen und festgestellten Kupferplatte von gleicher Grösse. Die obere Platte konnte der unteren auf eine durch ein Mikroskop genau messbare Entfernung genähert werden. Sie war durch einen feinen, spiralförmig gewundenen Platindrath mit einem Hankel'schen Elektrometer verbunden (einem Bohnenbergerschen Elektroskop, in welchem die trockene Säule durch 60 Zink-Wasser-Kupferelemente ersetzt ist, und in dem der Ausschlag des Goldblättchens durch ein Mikroskop abgelesen wird, vergl. Thl. I, §. 33).

Die zu untersuchenden Metallplatten wurden auf die untere Kupferplatte gebracht, ihnen wurde sodann die obere Kupferplatte auf 0,94^{mm} Abstand genähert; darauf wurde die obere und untere Kupferplatte zur Erde abgeleitet, die obere Platte wieder isolirt und von der unteren bis zu 330^{mm} Abstand entfernt. Die in der oberen Platte condensirte Elektricität verbreitet sich in das Elektrometer und kann dort gemessen werden. Es wurden stets die Differenzen zweier Ausschläge beim Auflegen zweier verschiedener Metallplatten auf die untere Kupferplatte als Maass der Spannung zwischen denselben angenommen und so die verschiedenen Metalle mit einander verglichen. Die Metallplatten waren durch Abreiben mit trockenem Schmirgel möglichst gereinigt. So ergab sich, wenn die Spannung Zk | Cu = 100 gesetzt wird, die Reihe I der Spannungen für die frisch gereinigten Metalle, und die Reihe II nach längerem Liegen derselben an der Luft:

[1]) Hankel, Berichte der königl. sächs. Gesellschaft 1861; Pogg. Ann. Bd. CXV, S. 57. 1862.*

	Al	Amalg Zk	Zk	Sn	Cd	Pb	Sb	Bi	Neusilber	Messing
I	225	200	200	177	176	156	131	128	125	122
II	140	—	157	152	139	151	113	106	105	110

	Hg	Fe	Stahl	Gusseisen	Cu	Au	Pd	Ag	Coaks	Pt
I	119	116	109	108	100	100	85	82	78	77
II	60	95	93	96	86	81	—	70	78	—

Blei und Silber sinken Anfangs beim Aussetzen an die Luft und steigen dann wieder in der Spannungsreihe; vielleicht durch aufeinanderfolgende Einwirkung der verschiedenen Gase in der Luft (Sauerstoff, Schwefelwasserstoff). — Auch bei diesen Versuchen könnten trotz aller Sorgfalt noch immer Gasschichten auf den Oberflächen der Metallplatten condensirt sein, da entweder die vor dem Putzen vorhandenen durch das Reinigen nicht vollständig entfernt waren, oder in Folge der starken Anziehung der Metalle gegen die Gase sich unmittelbar nachher neue Schichten gebildet hatten. Diese Gasschichten würden selbst im luftleeren Raum sich nicht völlig von den Metallplatten entfernen, da sie wohl mit grösserer Kraft als mit dem Druck einer Atmosphäre festgehalten werden. So dürften die §. 12 gemachten Einwände gegen die völlige Beweiskraft der Volta'schen Fundamentalversuche auch hier noch bestehen können (vergl. indess Thl. II, §. 849).

2 Zu Thl. I, §. 36. Elektromotorische Kraft zwischen Flüssigkeiten. Die Versuche von Wild über die Spannungsgesetze zwischen Elektrolyten sind von L. Schmidt[1]) in Halle unter Anwendung eines ganz ähnlichen Apparates (vergl. Fig. 23) weiter ausgeführt worden. Er fand: Ausser den schwefelsauren Salzen gehorchen auch die neutralen salpetersauren Salze von Cu, Sr, Na, K, Mg, Co, Pb, Ba, Ca, Ag, Zn, so wie die chlorwasserstoffsauren Salze von Ba, Cu, Ca, Mg, Fe, Na, K, Hg, Zn, Sr untereinander dem Gesetz der Spannungsreihe. — Dasselbe Gesetz gilt auch für unlösliche Salze, als $\dot{\mathrm{Pb}}\dddot{\mathrm{S}}$, $\dot{\mathrm{Ba}}\dddot{\mathrm{S}}$, $\dot{\mathrm{Sr}}\dddot{\mathrm{S}}$, $\dot{\mathrm{Hg}}\dddot{\mathrm{S}}$, und Pb Cl, Sn Cl.

Zur Untersuchung letzterer Salze wurden zwei Glasröhren mit Metallstempeln versehen, welche als Elektroden dienten. Auf letztere wurde ein Blatt Fliesspapier gelegt und das gepulverte, mit Wasser zu Brei angerührte Salz hinaufgebracht und angepresst. Die Röhren wurden nun unter Zwischenlegung eines Blattes Fliesspapier mit ihren freien Enden aneinander gebracht, die Pulver durch die mittelst Mikrometerschrauben bewegten Stempel gegeneinander gedrückt und der constante Ausschlag des mit denselben verbundenen Galvanometers bestimmt. Dann wurden die Röhren getrennt, die Pulver in ihnen zurückgeschoben, und zwei andere feuchte Salzpulver auf sie hinaufgebracht; nun werden die Röhren wieder aneinander gelegt und nach dem Zusammenpressen der Ausschlag des Galvanometers beobachtet. Salze, die durch Wasser zersetzt wurden, wurden

[1]) L. Schmidt in Halle, Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 106. 1860.*

trocken verwendet und auf die Stempel-Scheiben von Gyps oder Kupferchlorid gebracht.

Die Spannungsreihe der Salze versuchte Schmidt in der Weise zu bestimmen, dass er erst den Apparat von Wild ganz mit einer Salzlösung A füllte und den durch die Ungleichheit der Elektroden bedingten Ausschlag des mit denselben verbundenen Galvanometers bestimmte. Dann wurde die Lösung bis auf eine Höhe von 5^{mm} von den Elektroden entfernt; auf die rückbleibende Lösung wurden die zu vergleichenden Salzlösungen B und C gegossen. Wurden diese direct verbunden, so entstand, wenn sie zu einer Spannungsreihe gehörten, kein Strom. Wurden sie aber durch eine über sie gegossene Schicht von Säure S verbunden, so entstand ein Strom, dessen Richtung und Grösse nach Schmidt die elektromotorische Kraft zwischen B und C bezeichnen soll. Hiernach sollen die Salzlösungen alle dieselbe Spannungsreihe wie ihre Metallradicale bilden, deren Reihenfolge folgende wäre: Mn, Na, Zn, Sn, Mg, Ca, K, Pb, Fe, Cu, Sr, Ba, Ag, Hg und Co.

Indess ist die erhaltene elektromotorische Kraft bei diesen Versuchen: $A \mid B + B \mid S + S \mid C + C \mid A$; wenn $A \mid B + B \mid C + C \mid A = 0$, so ist sie gleich $B \mid S + S \mid C + C \mid B$ und nicht allein $C \mid B$. Je nachdem nun $B \mid S + S \mid C$ den einen oder anderen Werth hat, und dieser kann bei Anwendung verschiedener Substanzen S sehr verschieden sein, kann bei gleichbleibendem Werth $C \mid B$ die Stromesrichtung und Grösse verschieden sein. Ebenso wenig würde man z. B. auch die Spannungsreihe der Metalle für sich bestimmen können, wenn man die Stromesrichtung zwischen ihnen bei ihrer Verbindung durch dieselbe Flüssigkeit S untersuchte. Je nach der Natur derselben kann die Spannungsreihe ganz verschieden ausfallen (vergl. Thl. I, §. 19).

3. Zu Thl. I, §. 53. **Widerstand in Capillarröhren.** E. Becquerel[1]) hat abweichend vom Ohm'schen Gesetz gefunden, dass der Leitungswiderstand von Flüssigkeiten, welche in Capillarröhren sich befinden, schneller sich vermindert, als der Querschnitt der Röhren zunimmt. Als Grund hierfür nimmt er eine Condensation der Flüssigkeit auf der Oberfläche der Röhren und eine Leitung des Stromes durch das Glas an. Die Erscheinung könnte aber sehr wohl durch die an den Elektroden elektrolytisch abgeschiedenen Substanzen bedingt sein, welche namentlich bei engen Röhren sich weniger mit der übrigen Flüssigkeit mischen und an den Elektroden verweilen.

4. Zu Thl. I, §. 68. **Beziehung zwischen statischer Ladung und Leitung.** Gaugain[2]) hat die Versuche von Siemens, weiter fortgeführt, durch welche die Analogie der statischen Ladung ver-

[1]) E. Becquerel, Archives T. XII, p. 380. 1861*. — [2]) Gaugain, Ann. de Chim. et de Phys. T. LXIV, p. 174. 1862.*

schiedengestalteter Condensatoren mit der Leitung des Stromes durch ihre isolirende Schicht nachgewiesen wird, wie es scheint, ohne sie zu kennen.

Es wurde z. B. ein $0{,}5^{m}$ langer Drath mit Schellackfirniss und darauf mit einer Belegung von Stanniol bedeckt, oder in ein Zinnrohr ein concentrisches zweites engeres Zinnrohr oder ein Drath eingesteckt. Die eine Belegung dieser Condensatoren wurde mit der Erde, die andere mit einem, auf einen bestimmten Ausschlag der Goldblättchen geladenen Ladungselektroskop (vergl. Thl. II, §. 858) verbunden. Die Ladung stellt sich momentan her, wenn die isolirende Schicht Luft ist; in anderen Fällen erst nach längerer Zeit.

Zur Bestimmung der jedesmaligen Ladung der einen oder anderen Belegung wurde dieselbe durch einen Baumwollfaden mit dem Entladungselektroskop (vergl. l. c.) verbunden, und die Zahl der Entladungen desselben bestimmt, während die andere Belegung zur Erde abgeleitet war. Der Baumwollfaden muss so lang sein, dass die Entladungen des Entladungselektroskopes nicht zu schnell aufeinander folgen und auch nicht zu viel Elektricität durch den Faden an die Luft abgegeben wird. — Um die in dem Elektroskop nach der letzten Entladung zurückbleibende Ladung zu bestimmen, wird dasselbe einmal mit einem grossen Elektricitätsreservoir von bestimmter Ladung verbunden und die Zahl der Entladungen bestimmt, und sodann das Reservoir noch einmal geladen und von Neuem mit dem noch mit Elektricität erfüllten Entladungselektroskop verbunden. Die Differenz der Zahl der Entladungen in beiden Fällen entspricht der zurückgebliebenen Ladung. Es ergab sich:

Wird der innere Cylinder direct geladen, so ist die durch Influenz erzeugte Ladung des äusseren Cylinders gleich der influenzirenden Ladung des Inneren. Wird der äussere Cylinder geladen, so ist die Ladung des inneren Cylinders gerade so gross, wie wenn er durch dieselbe Elektricitätsquelle direct geladen, der äussere aber zur Erde abgeleitet würde. Die Ladung des äusseren Cylinders setzt sich hierbei aus zwei Theilen zusammen, aus der Ladung, welche gleich ist der influenzirten Ladung des inneren Cylinders und aus einer Ladung, die er erhielte, wenn der innere Cylinder nicht vorhanden wäre (welche er z. B. erhält, wenn letzterer Cylinder isolirt ist). Dieser Satz gilt auch, wenn z. B. durch einen dritten äusseren Cylinder eine constante neue Bindung der Elektricität des äusseren Cylinders eintritt.

Bei Anwendung verschieden weiter Cylinder (von 20 und 40^{mm} oder 40 und 80^{mm} oder 10 und 40^{mm} oder 10 und 80^{mm} Durchmesser u. s. f.) zeigte sich die Ladung E entsprechend der schon von Siemens gegebenen Formel:

$$E = a \frac{2\pi l k e}{log \frac{R}{r}},$$

wo l die Länge, R und r die Radien der Belegungen des Condensators

sind, k die Leitungsfähigkeit des Isolators, e die Ladung der Elektricitätsquelle, a eine Constante ist.

Der Werth $\frac{log\frac{R}{r}}{2\pi l k}$ würde dem Leitungswiderstand ϱ des Dielektricums zwischen den Metallbelegungen entsprechen.

Bei excentrischen cylindrischen Condensatoren (zwei Röhren von Weissblech von 1^{m} Länge und 10 und 80^{mm} Durchmesser, deren Axen respective die Abstände $\alpha = 0$ bis 30^{mm} hatten) entsprach die Ladung der Formel:

$$E = a\,\frac{e}{\varrho},$$

wo wiederum

$$\varrho = k\,log\,\frac{R^2+r^2-\alpha^2+\sqrt{(R+r+\alpha)(R+r-\alpha)(R-r+\alpha)(R-r-\alpha)}}{R^2+r^2-\alpha^2-\sqrt{(R+r+\alpha)(R+r-\alpha)(R-r+\alpha)(R-r-\alpha)}}$$

nach Blavier dem Leitungswiderstand des Dielektricums zwischen den Metallbelegungen entspricht. Diese Formel für ϱ hat Gaugain auch experimentell auf doppeltem Wege geprüft, einmal, indem er den Zwischenraum zwischen zwei ineinander geschobenen Kupferröhren bei verschiedenem Abstand ihrer Axen von einander mit Lösung von Kupfervitriol füllte, und den Widerstand vermittelst des Differentialgalvanometers bestimmte, sodann, indem er den Zwischenraum zwischen zwei ähnlichen Cylindern von Zink mit Olivenöl füllte, den äusseren Cylinder mit der Erde und den inneren mit einem Ladungselektroskop verband und nun die Zeit bestimmte, bis der Ausschlag des letzteren sich um ein Bestimmtes verringert hatte.

Dieselben Beziehungen wurden auch an Condensatoren mit ebenen Flächen bestätigt. Dieselben bestanden aus zwei parallelen kreisförmigen Kupferplatten von 85^{mm} Durchmesser, welche einander parallel in Abständen von 4 bis 50^{mm} übereinander in der Mitte eines kupfernen Cylinders von 160^{mm} Durchmesser und 180^{mm} Höhe aufgestellt waren.

Da sich bei Verlängerung des Cylinders die Resultate sehr wenig ändern, so sind die Bedingungen der Versuche fast dieselben, als wenn die Platten rings von Kupfer umgeben wären. Die untere Platte B stand auf Schellackfüssen, und auf ihr ruhte, ebenfalls vermittelst kleiner Cylinder von Schellack, die obere Platte A, welche zu dem Cylinder stets die gleiche Lage bewahrte. Es wurde nun die untere Platte mit der Erde, die obere mit einer constanten Elektricitätsquelle verbunden, der Verbindungsdrath entfernt und zuerst die geladene Platte A durch einen anderen Drath mit dem Entladungselektroskop verbunden. Zugleich wurde auf die oben angeführte Weise die im letzteren nach der letzten Entladung zurückbleibende Ladung bestimmt. Man erhielt so die influenzirende Ladung der Platte A. Nachher wurde die Platte B geladen, während A mit der Erde verbunden war, nach Entfernung dieser Verbindung die Platte A abgeho-

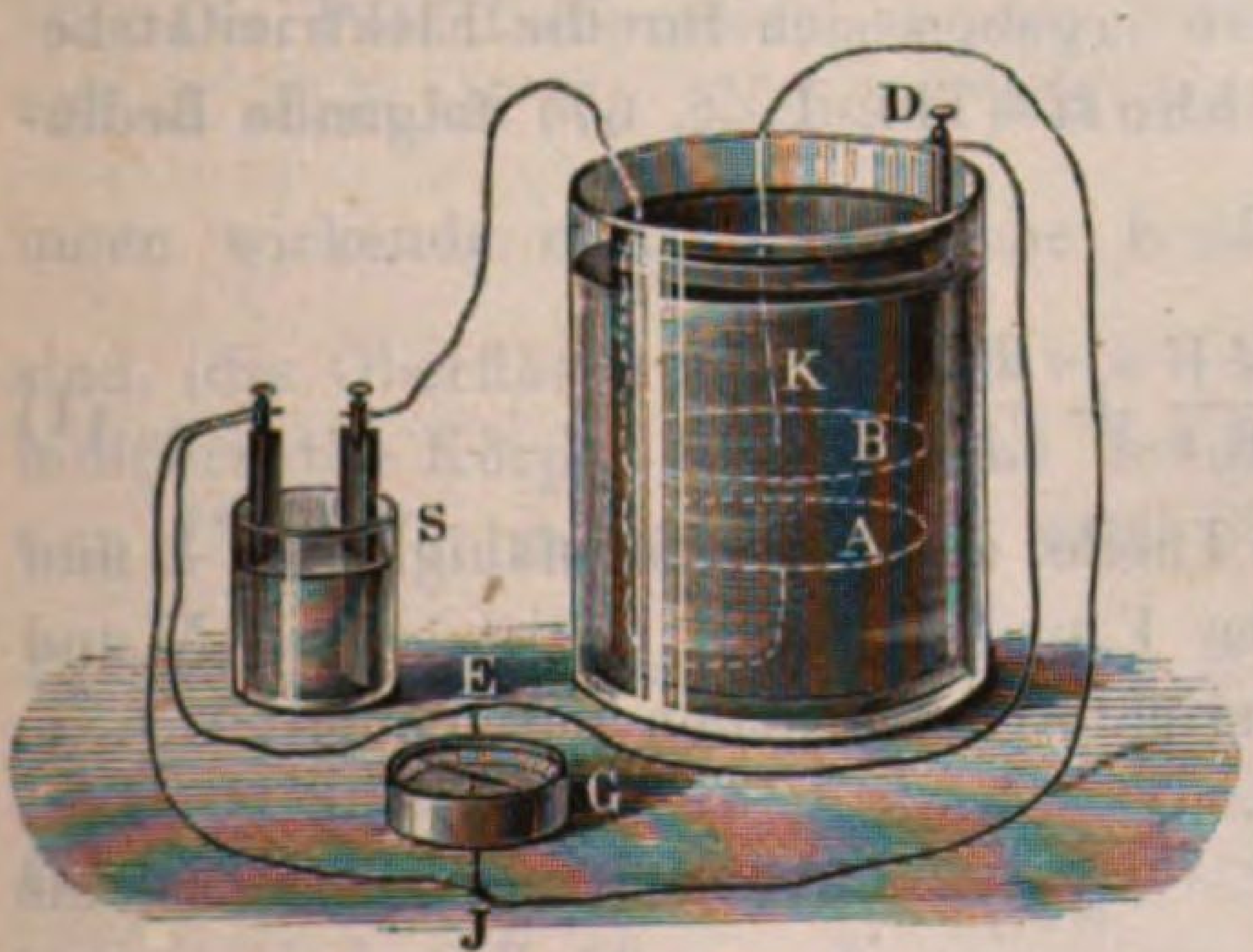
ben und mit dem Entladungselektroskop verbunden. Man erhielt so die influenzirte Ladung. Das Verhältniss α der beiden Ladungen wurde bei verschiedenen Abständen d der Platten bestimmt. Es betrug dasselbe zum Beispiel:

d.	7,5	10	13,5	20	25,7	30
α.	1,352	1,452	1,754	1,933	2,439	3,000.

Die influenzirte Ladung hängt hier von einem doppelten Umstande ab; einmal von der Influenz zwischen den Platten selbst, sodann von der Influenz zwischen der geladenen Platte A und dem umgebenden Kupfercylinder, durch welche die Vertheilung der Elektricität auf A wesentlich geändert wird.

Sollen auch hier die oben ausgesprochenen Beziehungen zwischen Influenz und Leitung bestehen, so muss, wenn der ganze innere Raum des Cylinders mit einer leitenden Lösung gefüllt wird, und die eine Platte, welche vorher geladen wurde, einerseits, die andere Platte und der Kupfercylinder andererseits als Elektrode dient, das Verhältniss des gesammten Stromes zu den zwischen den Platten fliessenden Stromesantheilen bei verschiedenen Entfernungen derselben den oben erwähnten Werthen α entsprechen. Gaugain senkte zur Untersuchung dieses Punktes den Apparat in ein mit Kupfervitriollösung gefülltes Glasgefäss, und verband die eine Platte einerseits und den Cylinder und die andere Platte andererseits mit Leitungsdräthen (Fig. 371) und bestimmte den Widerstand r bei verschiedenem Abstand d der Platten vermittelst des Differentialgalvanometers. Sodann wurde der partielle Widerstand zwischen den Platten allein vermittelst der Wheatstone'schen Drathcombination bestimmt, indem der eine Pol der Säule mit der einen Platte B, der andere Pol durch zwei Dräthe SED und SJK mit der Platte A und dem umgebenden Cylinder communicirte, und nun zwischen zweien Punkten K und J dieser Dräthe eine Verbindung durch ein Galvanometer hergestellt wurde. Da der Widerstand der Dräthe ED und JK gegen den der Flüssigkeiten zu vernachlässigen ist, so verhält sich, wenn die Nadel des Galvanometers auf Null steht, der Widerstand zwischen dem Cylinder und B zu dem Widerstand zwischen A und B wie SJ zu SE. Auf diese Weise fand sich bei verschiedenen Abständen d der Platten das Verhältniss β der (den Widerständen umgekehrt proportionalen) Intensitäten des Gesammtstromes und des zwischen den Platten fliessenden Theiles desselben:

Fig. 371.



d.	7,5	10,5	13,5	20	25,7	32,0
β.	1,333	1,500	1,666	2,000	2,500	3,000.

Mit Berücksichtigung, dass auch in der Kupferlösung eine Polarisation der Elektroden und ein Uebergangswiderstand daselbst auftreten kann (vergl. Thl. I, §. 337, 362), entsprechen die Werthe α und β einander recht gut.

Endlich zeigte sich auch an sechs sphärischen concentrischen Condensatoren, deren Belegungen zwischen 61,5 und 161^{mm} Durchmesser hatte, dass die Ladung dem Verhältniss $const\ \frac{R\,r}{R-r}$ entspricht, welches Verhältniss zugleich dem umgekehrten Werth des Leitungswiderstandes der zwischen die Kugeln gebrachten Leiter proportional ist.

Es bestätigen sich auf diese Weise vollständig die Versuche von Siemens; und man könnte nach denselben mit Faraday [1]) die Annahme machen, dass sich auch durch Nichtleiter hindurch die Influenz durch Fortpflanzung von Theilchen zu Theilchen herstellte, wie die Leitung des elektrischen Stromes. Es würde auf diese Weise, ähnlich, wie die magnetische, so auch die elektrische Fernewirkung auf eine Mittheilung von Theilchen zu Theilchen zurückzuführen sein. Indess bedarf es zur Lösung dieser Frage, welche mehr in das Gebiet der Reibungselektricität gehört, noch weiterer Betrachtungen [2]).

5. Zu Thl. I, §. 79. Stromverzweigung in Körpern. Bezeichnet man die Potentialfunction der freien Elektricität auf irgend einen Punkt im Inneren eines Leiters mit V, so ergeben sich für die Elektricitätsbewegung in demselben nach Kirchhoff (Thl. I, §. 67) folgende Bedingungsgleichungen:

1) Im Inneren des Körpers:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{d^2 V}{dz^2} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

2) Berühren sich in ihm zwei Theile, deren Leitungsfähigkeiten k und k_1, in denen die Potentialfunctionen V und V_1 sind, so ist, wenn N und N_1 die auf der Berührungsstelle errichteten Normalen bezeichnen:

$$k\,\frac{dV}{dN} + k_1\,\frac{dV_1}{dN_1} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

und an der Oberfläche des Leiters:

$$\frac{dV}{dN} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Findet an der Contactstelle eine Spannungsdifferenz U statt, so muss an derselben:

$$V_1 - V = U \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

[1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XII, §. 1320 und flgde.* — [2]) Vergl. auch Faraday und Riess, Pogg. Ann. Bd. XCVII, R. 415. 1856.*

sein. Diesen Bedingungen kann nur eine Function genügen, wie dies Kirchhoff [1]) ausführlich gezeigt hat.

Aus diesen Formeln entwickelt Helmholtz [2]) folgende Sätze:

I. Princip der Superposition der elektrischen Ströme. Wenn in einem Leitersysteme an verschiedenen Stellen elektromotorische Kräfte vorkommen, so ist die Spannung an jedem Punkt desselben gleich der Summe der durch die einzelnen elektromotorischen Kräfte für sich daselbst erzeugten Spannungen. Dasselbe gilt von den nach den drei Axen genommenen Componenten der Spannungen.

Dieser Satz ist schon von Smaasen und auch von du Bois-Reymond [3]) ausgesprochen und von Helmholtz bewiesen worden. Theilt man nämlich die elektromotorischen Kräfte in zwei Gruppen, A und B, von denen jede für sich die Potentialfunctionen V_a, V_b erzeugt, so geben die Formeln (1) bis (4) bei Einführung von V_a und V_b die Spannungen durch jede dieser Gruppen. Addirt man dann die entsprechenden Formeln (1 a) und (1 b) u. s. f., so entsprechen die erhaltenen Werthe den ursprünglichen Formeln, in die man direct die Werthe $V_a + V_b$ eingeführt hat. Da nun jede Gruppe A und B wiederum in gleicher Weise getheilt werden kann, so ist hiernach obiger Satz bewiesen.

II. Princip der elektromotorischen Oberfläche. 1) Wirken in einem Leiter A innere elektromotorische Kräfte E, so lassen sich auf seiner Oberfläche elektromotorische Kräfte annehmen, die in jedem angelegten Leiter B dieselben abgeleiteten Ströme hervorbringen, wie jene inneren Kräfte.

Die Potentialfunction an den verschiedenen Stellen der Oberfläche von A allein sei V_a. Nehmen wir dann auf derselben von aussen nach innen wirkende elektromotorische Kräfte $-E_l$ an, welche $\frac{d V_a}{d N}$ gleich sind, (die Oberfläche ist „negativ wirksam"), und legen wir an A einen indifferenten Körper B, so ist an der Berührungsstelle die Potentialfunction $U = V_a$; es ist also in B nach Gleichung (4) die Potentialfunction $V_b = 0$ und ebenso $\frac{d V_b}{d N} = 0$. In B findet also weder eine Spannung noch ein Strom statt, und die Potentialfunctionen in A bleiben unverändert, wie vor der Ableitung. Die auf der Oberfläche angenommenen elektromotorischen Kräfte $-E_l$ compensiren also die Kräfte E völlig. Nehmen wir die Kräfte E_l in entgegengesetzter Richtung als $+E_l$ auf der Oberfläche wirksam an, so ersetzen sie direct die Kräfte E.

2) Die Potentialfunctionen und Stromcomponenten in dem Inneren des Leiters A während der Ableitung durch Leiter B sind gleich der Summe der durch die inneren elektromotorischen Kräfte E und die auf der (positiv

[1]) Kirchhoff, Pogg. Ann. Bd. LXXV, S. 189. 1848.* — [2]) Helmholtz, Pogg. Ann Bd. LXXXIX, S. 211 u. 353. 1853.* — [3]) Du Bois-Reymond, Untersuchungen Bd. I, p. 647.*

wirksamen) Oberfläche gedachten Kräfte E_I hervorgebrachten Werthe derselben.

Ist die Potentialfunction an einer Stelle a von A durch die inneren Kräfte vor der Ableitung V_0, nach derselben V_I, so wird, wenn die Oberfläche im letzteren Falle nach (2) negativ wirksam gemacht wird, und die Potentialfunction derselben auf a gleich V_{II} ist, wiederum die ganze Potentialfunction in a gleich V_0. Es ist also

$$V_0 = V_I - V_{II} \text{ oder } V_I = V_0 + V_{II} \text{ w. z. b. w.}$$

3) Es lässt sich nach dem Vorherigen beweisen, dass verschiedene Vertheilungsweisen elektromotorischer Kräfte auf der Oberfläche von A nur dann in einem angelegten Leiter B dieselben abgeleiteten Ströme geben, wie die inneren Kräfte, wenn sie sich durch nur eine Constante unterscheiden. Dagegen kann dieselbe wirksame Oberfläche verschiedenen Vertheilungen elektromotorischer Kräfte im Inneren des Leiters entsprechen, wenn hierbei letztere auf den entsprechenden Stellen der Oberfläche gleiche Potentialfunctionen hervorbringen.

4) Hieraus folgt unmittelbar, dass man an Stelle eines körperlichen Leiters A, in dem bestimmte elektromotorische Kräfte thätig sind, und der an zwei Stellen durch beliebige lineare Leiter B abgeleitet ist, stets einen linearen Leiter C von bestimmter elektromotorischer Kraft und bestimmtem Widerstand setzen kann, welcher in jenen Leitern B dieselben Ströme erzeugt, wie der körperliche Leiter. Es ist hierzu nur nöthig, dass die an Stelle des elektromotorischen Körpers an den Contactstellen mit Leiter B nach (2) gesetzten elektromotorischen Kräfte den an denselben Stellen im Leiter C wirkenden Kräften gleich sind. Dieser Satz ist gleichfalls schon von Kirchhoff (l. c.) für den speciellen Fall bewiesen, dass die Fläche, an denen elektromotorische Kräfte auftreten, den Leiter A in zwei völlig getrennte Stücke zerlegt.

III. Tritt an der Berührungsfläche F zweier heterogener Körper eine elektromotorische Kraft auf, so ist diese nach Kirchhoff gleich der Differenz der Potentialfunctionen $V_1 - V_2$ zu beiden Seiten derselben. Beim Durchgang durch diese Fläche ändert sich also die Potentialfunction. Haben die Körper gleiches Leitungsvermögen $\varkappa$, so sind dagegen nach der Gleichung (2) von Kirchhoff die Differentialquotienten derselben nach beiden Seiten gleich; haben sie verschiedenes Leitungsvermögen, so sind letztere verschieden. Im ersten Fall kann man die elektromotorische Kraft an jener Berührungsfläche durch eine Doppelschicht positiver und negativer Elektricität von der Dichtigkeit $\varkappa$ ersetzt denken, welche im Abstand $+\varepsilon$ und $-\varepsilon$ von der Fläche F ihr parallel gelagert sind. Ist die Potentialfunction in der Fläche selbst u, so wird sie in der ersten Schicht $u + \varepsilon \delta u$, also in den nach entgegengesetzten Seiten gerichteten kleinen Abständen $\varDelta n_1$ und $\varDelta n_2$ von derselben (oder $\varDelta n_1 - \varepsilon$ und $\varDelta n_1 + \varepsilon$) von der Fläche F:

$$V_1 = u + \varepsilon \delta u + \frac{du}{dn_1}(\varDelta n_1 - \varepsilon) + \ldots$$

$$V_2 = u + \varepsilon \delta u + \frac{du}{dn_2}(\varDelta n_2 + \varepsilon) + \ldots$$

Analoge Werthe ergeben sich für die um $-\varepsilon$ von der Fläche F entfernte negativ elektrische Schicht. Bei der Addition der für dieselben Punkte gefundenen Werthe für beide Schichten ist dann:

$$V_1 = 2\varepsilon\delta u - 2\varepsilon \frac{du}{dn_1}, \quad V_2 = 2\varepsilon\delta u + 2\varepsilon \frac{du}{dn_2},$$

$$V_1 - V_2 = -2\varepsilon\left(\frac{du}{dn_1} + \frac{du}{dn_2}\right).$$

Da nun beim Durchgang durch eine mit Elektricität von der Dichtigkeit $\varkappa$ belegte Fläche nach Gauss

$$\frac{du}{dn_1} + \frac{du}{dn_2} = -4\pi\varkappa \text{ ist, so folgt}$$

$$V_1 - V_2 = 8\pi\varkappa\varepsilon = 4\pi m, \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

wo wir $m = 2\varkappa\varepsilon$ das elektrische Moment der elektromotorischen Fläche nennen können. — Ist auch das Leitungsvermögen der Körper verschieden, so müssen die Schichten eine verschiedene Dichtigkeit haben. — Ist keine elektromotorische Kraft vorhanden, sondern nur das Leitungsvermögen verschieden, so muss $V_1 = V_2$, aber $\frac{dV_1}{dn_1}$ von $\frac{dV_2}{dn_2}$ verschieden sein. Dies wird erreicht, wenn man nur eine elektrische Schicht an der Grenzfläche annimmt von der Dichtigkeit $\varkappa_1$, wo dann

$$\frac{dV_1}{dn_1} + \frac{dV_2}{dn_2} = -4\pi\varkappa_1 \text{ ist} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

Auf diese Weise können wir die Betrachtung der Strombildung in Körpern auf die Annahme von einfachen elektrischen Schichten auf ihrer Oberfläche und an der Berührungsstelle nicht aufeinander elektromotorisch wirkender, verschieden gut leitender Theile derselben und von Doppelschichten an den Contactstellen elektromotorisch wirkender Theile derselben zurückführen und so die betreffenden Aufgaben mit Hülfe der bekannten Sätze der Potentialtheorie lösen. Jene Doppelschichten sind durch obige Gleichung (1) gegeben, und nach ihrer Aufstellung muss man die einfachen Schichten so bestimmen, dass die Potentialfunctionen der ersten und zweiten zusammengenommen die Gleichungen von Kirchhoff erfüllen.

Wirken nun elektromotorische Kräfte in einem homogenen Körper A, so können wir sie durch eine Vertheilung elektrischer Massen M ersetzt, und den Körper mit dem mit gleichem Stoff erfüllten unendlichen Raum B umgeben denken. In demselben ist dann die Potentialfunction nur von den Massen M abhängig, also bekannt. Wir können sie durch eine elektromotorische Oberfläche, resp. eine elektrische Doppelschicht auf A er-

setzen, die in B dieselbe Potentialfunction hervorruft. Die Ströme in A allein sind dann gleich der Differenz derjenigen Ströme, welche durch die inneren Kräfte in A und durch die elektromotorische Oberfläche in dem Systeme $A + B$ hervorgerufen werden (nach II, 2). Man kann so oft leichter die Strömungscurven und Curven gleicher Spannung bestimmen. Eine derartige Berechnung hat Helmholtz für eine Kugel ausgeführt.

Zu den erwähnten Sätzen fügt Helmholtz noch den folgenden, dessen Beweis wir indess hier nicht geben können:

III. Ertheilt man in einem Leitersystem, in welchem keine elektromotorischen Kräfte thätig sind, zwei beliebigen Flächenelementen a und b nach einander die gleiche elektromotorische Kraft, so fliesst im ersten Fall durch b die gleiche Elektricitätsmenge, wie im zweiten durch a.

Ist also z. B. ein Körper mit einem Galvanometerdrath verbunden, und können wir die Stromvertheilung in jenem berechnen, wenn in dem Drath eine elektromotorische Kraft thätig wäre, so können wir nach diesem Satz umgekehrt die Stromintensität im Galvanometerdrath berechnen, wenn in dem Körper beliebige elektromotorische Kräfte thätig sind.

Einige dieser Resultate hat Helmholtz experimentell geprüft. Auf einen $3^1/_4$ Zoll langen, 2 Zoll dicken Cylinder von Bunsen'scher Kohle, der horizontal auf einem Brett befestigt war, wurden in gerader Linie und gleichen Abständen vier Pappringe $a\,b\,c\,d$ geklebt und ihr innerer Raum mit Quecksilber gefüllt. Zuerst wurde der Satz II. 4) geprüft, indem das Quecksilber in a und d mit den Polen eines Daniell'schen Elementes von grosser Oberfläche verbunden und zwischen b und c Nebenleitungen eingefügt wurden, bestehend aus einem Drath m, an dem der sehr lange und dünne Drath eines Spiegelgalvanometers als Nebenleitung angebracht war; oder aus m und einem von drei Dräthen p, q, r oder m und zweien derselben hinter- oder nebeneinander. Die Stromintensität änderte sich im Galvanometer genau in demselben Verhältniss, wie wenn die Kohle ein linearer Leiter von bestimmtem Widerstand gewesen wäre.

Nach dem Princip der elektromotorischen Oberfläche sollen bei Verbindung der Näpfe a und d mit der Säule und Verbindung je zweier Näpfe mit dem Galvanometer die in dieser Ableitung auftretenden Kräfte dieselben sein, wie sie durch eine constante Vertheilung elektromotorischer Kräfte auf der Oberfläche der Kohle bedingt sind. Werden nun die einzelnen Näpfe durch Dräthe verbunden wie oben, so müssen die in letzteren wirksamen elektromotorischen Kräfte sein:

$$\varepsilon_{cd} = \varepsilon_c - \varepsilon_d, \quad \varepsilon_{bd} = \varepsilon_b - \varepsilon_d, \quad \varepsilon_{bc} = \varepsilon_b - \varepsilon_c,$$

also auch

$$\varepsilon_{bc} + \varepsilon_{cd} = \varepsilon_{bd};$$

wo ε_c, ε_b, ε_d die elektromotorischen Kräfte an den Näpfen $c\,b\,d$ bezeichnen, wenn man die Kraft bei a gleich Null setzt. Diese letztere Gleichung wird vollständig durch die Versuche bestätigt.

Endlich wurde der Satz III. geprüft, indem zwei Quecksilbernäpfe des Kohlencylinders mit dem langen und dünnen Drath des Galvanome-

ters, zwei andere mit einer Daniell'schen Säule von vier hinter einander geschlossenen Elementen verbunden, und zugleich in den Schliessungskreis eine Drathspirale von grossem Widerstand eingeschaltet wurde, so dass gegen die Widerstände W und w der Zweigleitungen der der Kohle verschwindet. Wurden nun die Verbindungspunkte der Batterie und des Galvanometers mit der Kohle verwechselt, so blieb die Stromintensität im Galvanometer ungeändert. Dieses würde eigentlich nur stattfinden, wenn bei Vertauschung von Säule und Galvanometer die Widerstände der sie enthaltenden Zweige ungeändert blieben. Bei dem geringen Widerstande des körperlichen Leiters im Verhältniss zu dem der Zweige ist indess das Gesetz noch sehr annähernd gültig, wie auch die Versuche zeigen. Es ändert sich dann stets bei verschiedenen Verbindungsweisen der Strom bei der Vertauschung der Ströme in demselben Verhältniss [1]).

6. Zu Thl. I, §. 79 und 268. Stromverzweigung und Nobili'sche Ringe. Wild [2]) hat mehrere Fälle von Stromverzweigung nach den Kirchhoff'schen Formeln berechnet:

1) Wenn zwei gleich breite, rechteckige Platten mit ihrer einen längeren Grundlinie aneinander liegen, und die linearen Elektroden in der Mitte der freien Grundlinien angebracht sind, oder auf derselben Grundlinie derselben Scheibe liegen, und die Elektroden klein sind. Die Resultate stimmen im ersten Fall mit den von Riemann gefundenen (§. 267) überein, wenn die Platten nicht nur gleich breit, sondern auch gleich hoch sind.

Besteht die eine Platte aus Metall, die andere aus einer elektrolysirbaren Flüssigkeit, z. B. Bleioxydlösung, so erhält man im ersten Fall, wenn die Metallplatte mit der positiven Elektrode verbunden ist, Nobili'sche Farben durch Absatz von Bleisuperoxyd auf der Metallplatte. Im zweiten erhält man, wenn die Metallplatte nicht zu gut leitet, zu beiden Seiten der Mittellinie zwischen den Elektroden Absätze von Superoxyd und von Metall, welches letztere am Ende so dünn ist, dass es auch noch die Newton'schen Farben zeigt.

2) Wenn zwei gleich grosse Kreisscheiben von verschiedenem Stoff aufeinander liegen und die Elektroden in den Mittelpunkten der freien Grundflächen liegen, oder concentrische Cylinder bilden, die sich in Kreisen an dieselben anlegen.

3) Wenn zwei concentrische Kugelschalen von verschiedenem Stoff sich berühren, und der Strom durch einen Punkt der äusseren Oberfläche eintritt und durch einen Punkt der inneren Oberfläche austritt.

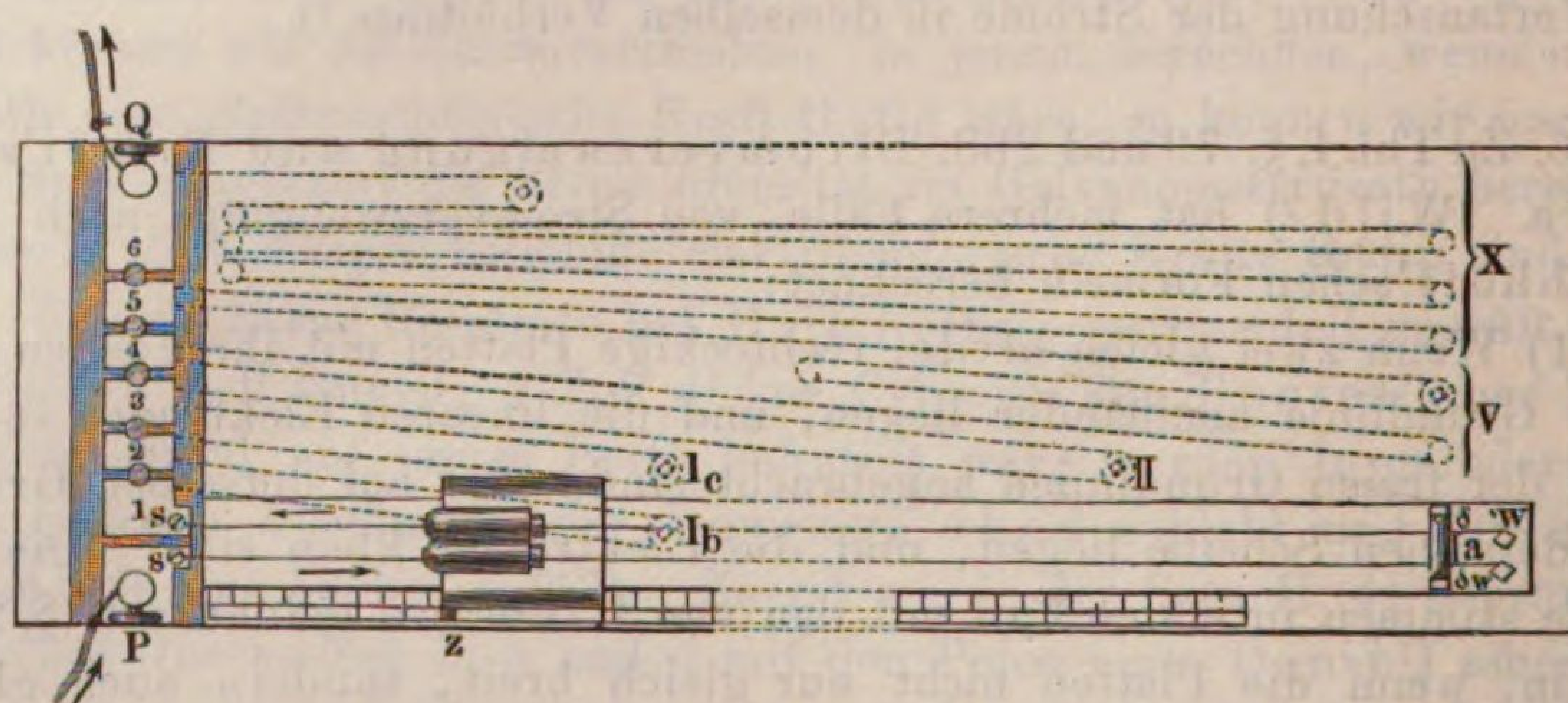
Die Resultate der Berechnung des ersten Falles vergleicht Wild mit den von Beetz vorgenommenen Messungen der Nobili'schen Ringe, wo-

[1]) Vergl. auch Felici, Verbreitung der Elektricität in einer Kugel. Tortoloni, Ann. Jun. 1854. p. 270. Fortschritte der Physik 1854. S. 548.* — [2]) Wild, Schweizerische Denkschriften 1859.*

bei er auf die elliptische Polarisation bei der Metallreflexion Rücksicht nimmt. Hiernach weichen die Beobachtungsresultate von der Rechnung etwas weiter ab, als ohne Berücksichtigung derselben, indess doch nicht so stark, dass dadurch die Theorie widerlegt werden könnte. — In Betreff der Details der Rechnung müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen.

7. Zu Thl. I, §. 82. Rheochord. Nach den Angaben von E. du Bois-Reymond[1]) wird der Thl. I, §. 82 beschriebene Rheochord für physiologische Zwecke jetzt allgemein so construirt, dass (Fig. 372) die nebeneinander aufgespannten Platindräthe von 0,3^{mm} Durchmesser und

Fig. 372.



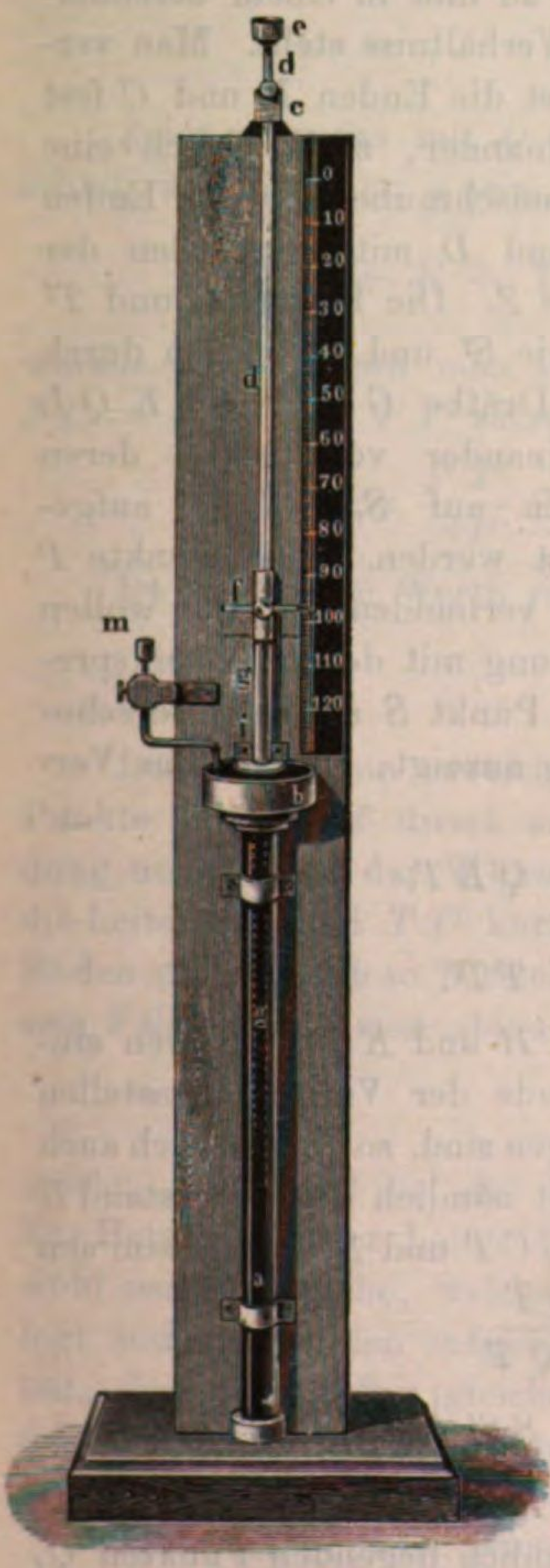
einer Länge von etwas mehr als 1^m vorn über Platinstege, hinten über einen Elfenbeinsteg laufen und hinter demselben durch Wirbel gespannt erhalten werden. Die Platinstege sind an den Messingklötzen 0 und 1 befestigt, von denen 0 die Klemmschraube p trägt. Unter denselben verschiebt sich ein Messingschlitten, auf dem zwei vorn abgerundete und hohl ausgebohrte Cylinder von polirtem Stahl ruhen. Dieselben sind an ihrer Abrundungsstelle von kleinen Löchern durchbohrt, durch welche die Platindräthe genau hindurch gehen. Sie werden mit Quecksilber gefüllt und hinten durch Korke verschlossen, durch welche die Dräthe hindurch geleitet sind. Beim Verschieben des Schlittens werden vermittelst der Korke die Oberflächen der Dräthe stets rein gerieben. — Ueber den Dräthen befindet sich eine dieselben schützende Holzleiste, unter denselben eine Theilung, die die Verschiebung des Schlittens abzulesen gestattet. Neben dem, den einen Drath haltenden Metallklotz 1 befindet sich eine Reihe anderer Klötze 2 bis 6, welche durch Metallstöpsel verbunden werden können. Klotz 6 trägt eine zweite Klemmschraube Q. Zwischen den Klötzen 1 und 2 ist auf dem, den Rheostat tragenden Brett (von 1178^{mm} Länge und 175^{mm} Breite) ein Drath I_b, zwischen 2 und 3 ein Drath I_c ausgespannt, deren Widerstände dem der Rheostatendräthe

[1]) E. du Bois-Reymond, Abhandl. der Berl. Akad. 1862. S. 123 *

gleich sind, wenn der Schlitten auf dem Theilstrich 1000 steht; zwischen 3 und 4 ist ein Drath von dem doppelten, zwischen 4 und 5 ein Drath *V* vom 5fachen, zwischen 5 und 6 ein Drath *X* vom 10fachen dieses Widerstandes ausgespannt. Bei Verbindung von *P* und *Q* mit den Polen einer Säule kann man auf diese Weise bei gehöriger Einsetzung der Stöpsel jeden beliebigen Widerstand bis zum 20fachen des Widerstandes der Rheostatendräthe einschalten. Der Widerstand der durch Stöpsel verbundenen Metallklötze ist hierbei gegen den der Dräthe vollständig zu vernachlässigen.

8. Zu Thl. I, §. 83. Quecksilberagometer. Während bei dem Quecksilbervoltagometer von Jacobi das Quecksilber, ähnlich wie bei dem Rheostat von Neumann, nur zur Vermittelung der Verbindung des den Widerstand messenden Platindrathes mit der übrigen Leitung dient, hat Müller[1]) in Wesel, früher in Halle[2]), einen einfachen Rheostat construirt, durch welchen die Widerstände direct mit denen von Quecksilbersäulen verglichen werden. In eine genau calibrische, oben durch eine aufgekittete Fassung erweiterte, mit Quecksilber gefüllte Glasröhre *a* (von 11,5″ Länge und 0,37″ Durchmesser) senkt sich ein durch eine Hülse *c* gehender, unterhalb in einen Platinstab endigender Messingdrath *d* von 0,2″ Dicke und 13″ Länge, der bis auf die untere Fläche des Platins mit einer dünnen, möglichst calibrischen Glasröhre *g* eng umgeben ist. In die Erweiterung des Glasrohres bei *b* (Fig. 373) taucht ein Platindrath, welcher ebenso, wie das obere Ende des Drathes *d* mit einem Quecksilbernapfe oder einer Klemmschraube *m* und *e* versehen ist. Eine Theilung gestattet, die Hebung und Senkung des Drathes zu bestimmen. Der dem Strom gebotene veränderliche Widerstand ist hier der des zwischen den beiden Glasröhren befindlichen Quecksilbers und ist der Länge desselben proportional, wenn beide Röhren genau calibrisch sind; sonst muss das Instrument empirisch graduirt werden.

Fig. 373.

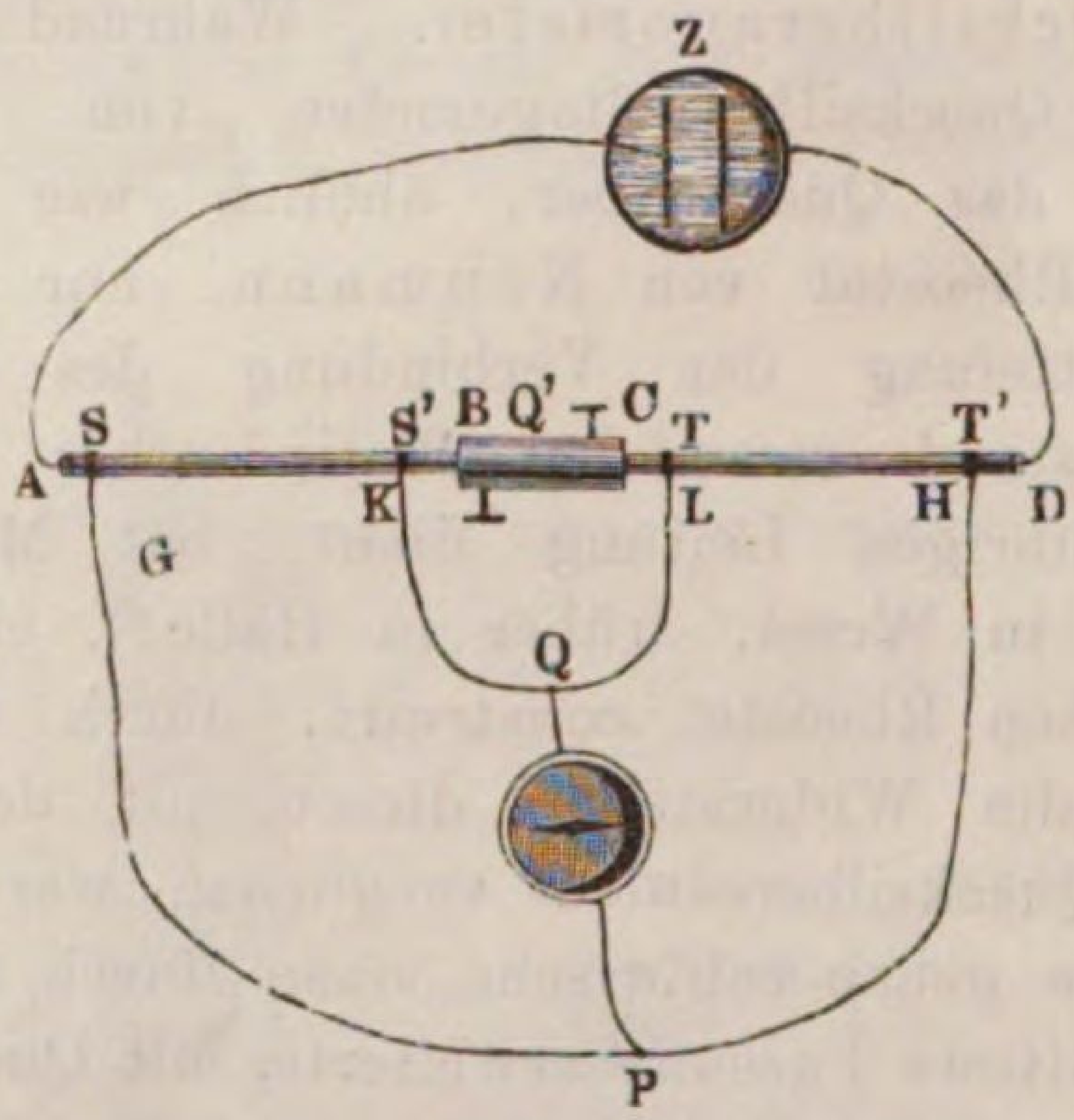


1) Müller, Programm des Gymnasiums zu Wesel. 1857.* — 2) Vergl. Thl. I, S. 186. 188. 190.

9. Zu Thl. I, §. 90. Widerstandsmessungen. Bei Messung von sehr geringen Widerständen vermittelst der Wheatstone'schen Drathcombination geben oft die Unregelmässigkeiten der Verbindungen zu Ungenauigkeiten Veranlassung. W. Thomson [1]) schlägt deshalb zu diesen Messungen eine Abänderung jener Drathcombination vor, welche im Wesentlichen in Folgendem besteht:

Auf dem Normaldrath CD (Fig. 374) sei TT' die Länge, welche als Normalmaass des Widerstandes dient. Auf dem zu untersuchenden Drath AB soll eine Länge SS' bestimmt werden, deren Widerstand dem von TT' gleich ist, oder zu ihm in einem bestimmten Verhältniss steht. Man verbindet die Enden B und C fest miteinander, z. B. durch eine Klemmschraube, und die Enden A und D mit den Polen der Säule Z. Die Punkte S und T' so wie S' und T werden durch die Dräthe GPH und KQL miteinander verbunden, deren Enden auf S, S', T, T' aufgepresst werden. Die Punkte P und Q derselben sind mit einem Galvanometer verbunden. — Wir wollen die Widerstände der einzelnen Zweige der Leitung mit den ihnen entsprechenden Buchstaben bezeichnen. Ist dann der Punkt S so lange verschoben, dass das Galvanometer keinen Ausschlag anzeigt, und ist das Verhältniss der Widerstände

Fig. 374.



$$SGP:PHT' = S'KQ : QLT,$$

so verhält sich auch

$$SGP : PHT' = SS' : TT'.$$

Sind nun die Widerstände der Leiter GPH und KQL in ihren einzelnen Theilen so gross, dass die Widerstände der Verbindungsstellen SG, $S'K$, TL, $T'H$ dagegen zu vernachlässigen sind, so verhält sich auch $SS' : TT' = GP : PH = KQ : QL$. — Es ist nämlich der Widerstand R der beiden Parallelzweige der Schliessung $S'BCT$ und $S'QT$ zusammen

$$R = \frac{S'BCT \cdot S'QT}{S'BCT + S'QT},$$

und der Widerstand der verzweigten Leitung: $SS' \begin{Bmatrix} BC \\ KQL \end{Bmatrix} TT'$ gleich

$$\varrho = SS' + R + TT'.$$

Denken wir uns $S'T$ und KL in zwei ähnlich liegenden Punkten Q_I

[1]) W. Thomson, Phil. Mag. [4] Vol. XXIV, p. 149. 1862.*

und Q getheilt, so ist der Widerstand der Abtheilung $SS' \begin{Bmatrix} Q' \\ Q \end{Bmatrix}$ der verzweigten Leitung gleich:

$$SS' + \frac{S'Q}{S'QT} \cdot R.$$

Ist daher die Potentialfunktion der freien Elektricitäten im Punkt S gleich Null, in $T' = E$, so ist dieselbe in den Punkten Q und Q':

$$q = \frac{E}{SS' + R + TT'} \left(SS' + \frac{S'Q}{S'QT} R \right).$$

In gleicher Weise ist dieselbe in dem Punkt P des Zweiges SPT':

$$p = E \frac{SP}{SPT'}.$$

Zeigt nun das mit Q und P verbundene Galvanometer keinen Ausschlag, so muss $p = q$ sein, also

$$(SS' + R + TT') \frac{SP}{SPT'} = SS' + \frac{S'Q}{S'QT} R,$$

woraus folgt, wenn man in dem mit SS' multiplicirten Gliede links $SP = SPT' - PT'$ setzt,

$$TT' = \frac{PT'}{SP} SS' + R \left(\frac{SPT'}{S'QT} \cdot \frac{S'Q}{SP} - 1 \right).$$

Ist der zweite Werth rechts gleich Null, so ist:

$$\frac{TT'}{SS'} = \frac{PT'}{SP}.$$

Letzteres kann erreicht werden, einmal wenn $R = 0$ ist; also die Punkte S' und T direct zusammenfallen. Dann entspricht die Verbindung unmittelbar der Wheatstone'schen Drathcombination. Sind indess die Leiter SS' und TT' kurz und dick, so lässt sich die Verbindung ihrer Enden nicht leicht so herstellen, dass R gegen SS' verschwindet. In diesem Fall erreicht man obige Bedingung, wenn man

$$\frac{SPT'}{S'QT} = \frac{SP}{S'Q}$$

macht. Dies wird bei der Thomson'schen Drathcombination erfüllt. — Zur Herstellung der Leiter GPH und KQL verwendet Thomson dünne, wohl isolirte Dräthe, welche in zwei parallelen Hälften übereinander gelegt und zu Spiralen aufgewunden werden. Nachdem man sich überzeugt hat, dass die Hälften gleichen Widerstand haben, werden an die Mitten und Enden der Dräthe dickere Dräthe angelöthet, welche ihre Verbindung mit dem Galvanometer und den Punkten S, T' und S', T vermitteln.

Als Galvanometer wendet Thomson einen sehr kleinen, in einer Drathspirale [50 Yards ($45{,}7^{m}$) Kupferdrath, von dem der Fuss ($30{,}5^{ctm}$) 5 Gran (0,32 Grammen) wiegt] hängenden Glasspiegel von $^3/_8$ Zoll (etwa 1^{ctm}) Durchmesser (ein dünnes versilbertes Deckglas) an, auf dem hinten

ein dünner, flacher und magnetisirter Stahldrath horizontal festgeklebt ist. Der Spiegel hängt an einem einfachen Coconfaden von nur $^1/_8$ Zoll (!) Länge und reflectirt das Licht einer Lampe auf eine 25 Zoll (630^{ctm}) entfernte Scala. Er macht in 0,7 Secunden eine Schwingung. Sein Spiegelbild weicht schon durch die Wirkung von $^1/_{40000}$ der an den Enden der Drathspirale wirkenden elektromotorischen Kraft eines Daniell'schen Elementes um einen halben Theilstrich ab; so dass die Gleichheit der Widerstände SS^I und TT^I schon bei sehr schwachen Strömen geprüft werden kann, und die Erwärmung der Dräthe durch die Ströme von äusserst kleinem Einfluss ist. Um dieselbe noch mehr zu vermeiden, wird der Strom durch einen im Zweige AZD angebrachten Schlüssel nur momentan geschlossen, und beobachtet, ob das Galvanometer einen Ausschlag zeigt. Nur wenn eine bedeutende Induction (z. B. durch Spiralen, welche Eisenkerne enthalten) in den Schliessungen stattfinden kann, ist eine etwas längere Schliessung (höchstens 1 Secunde) erforderlich, um den Ablauf der Inductionsströme abzuwarten. Ein anderer Schlüssel wird noch in dem das Galvanometer enthaltenden Zweige angebracht und geöffnet, um zu sehen, ob nicht beim Schliessen des Stromes eine Ablenkung des Galvanometerspiegels durch die übrigen Theile der Leitung erfolgen könne. — Beide Schlüssel sind so verbunden, dass durch ein und denselben Druck der zweite unmittelbar nach dem ersten seine Schliessung vermitteln kann. Auf diese Weise bestimmt Thomson den Widerstand von Kupferdräthen von 3 Zoll Länge auf $^1/_{1000}$ genau. — Als Normaldräthe verwendet er eine Reihe von genau normirten Etalons, welche theils neben-, theils hintereinander verbunden werden, und so zur Herstellung der verschiedensten Widerstände dienen können.

10. Die Mängel der gewöhnlichen Methoden zur Bestimmung des Widerstandes werden auch vermieden, wenn man nach Einschaltung des Normaldrathes und des zu prüfenden Drathes in einen Schliessungskreis die Veränderung der Intensität in demselben beobachtet, und daraus das Verhältniss der Widerstände berechnet. — Diese Methode hat z. B. W. Weber bei der Vergleichung der Widerstandsetalons verwendet (Thl. II, §. 785). Recht einfach und zweckmässig, weil man statt der Ausschläge constante Ablenkungen beobachtet, erscheint die Ausführung derselben in folgender, von Bosscha[1]) angegebener Form:

Man schliesst die Säule S (Fig. 375) durch einen Drath dbc, in den man eine Tangentenboussole T und einen Rheostat F einfügt. In b und c wird eine Zweigleitung bec angebracht, in die das Galvanometer G eingeschlossen ist. Es sei die Intensität des Stromes in dbc gleich I, in dem Zweig bec gleich i_b; der Widerstand des Theils bc der Hauptleitung sei a, der des Zweiges bec gleich b, so ist:

[1]) Schröder van der Kolk, Dissertation. Utrecht;* Pogg. Ann. Bd. CX, S. 452. 1860.*

$$i_b = \frac{a}{a+b} I \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Fügt man jetzt in den Zweig *bec* Dräthe vom Widerstand r_I oder r_{II} ein und vermindert durch Einstellung des Rheostaten *F* den Widerstand der Hauptleitung so lange, bis die Intensität des Stromes in der Nebenleitung jedesmal wieder i_b ist, so sei nun die jedesmalige Intensität des Stromes in der Hauptleitung I_I oder I_{II}. Dann ist:

$$i_b = \frac{a}{a+b+r_I} I_I = \frac{a}{a+b+r_{II}} I_{II} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

woraus sich mit Berücksichtigung der Gleichung (1) ergiebt:

$$r_{II} = r_I \left(\frac{I_{II} - I}{I_I - I}\right).$$

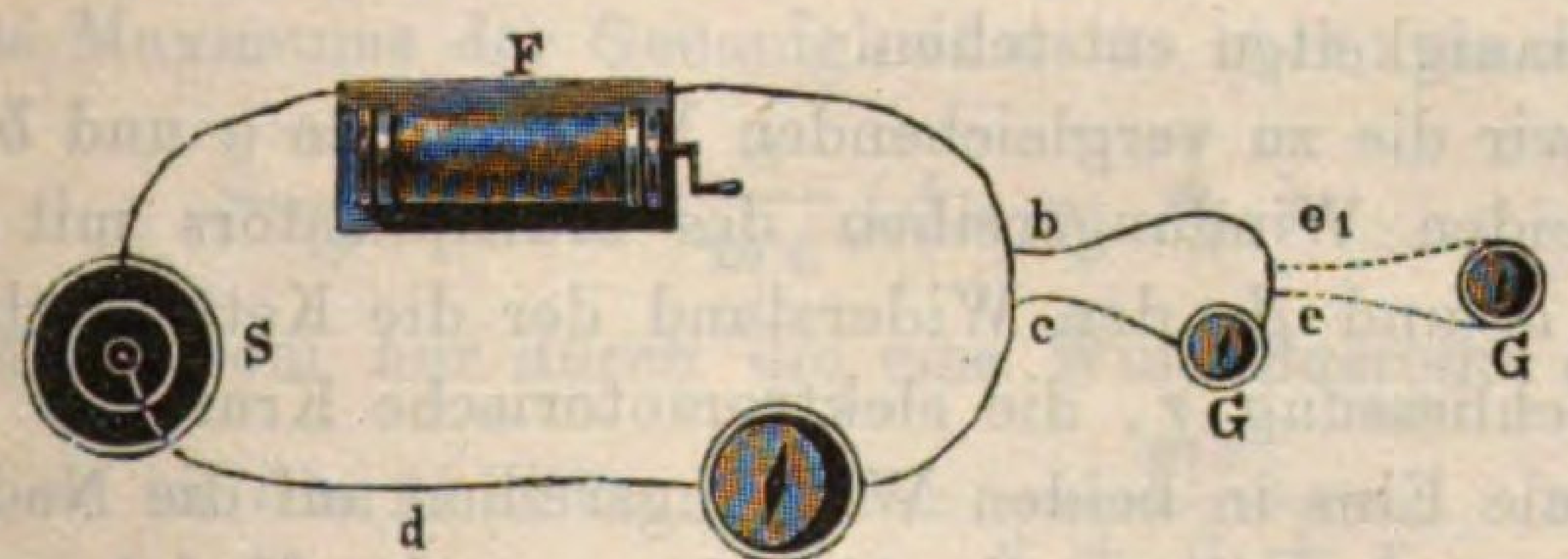
Man kann also auf diese Weise die Widerstände r_I und r_{II} mit einander vergleichen.

Schaltet man die Dräthe noch hintereinander oder nebeneinander zusammen in die Zweigleitung ein und beobachtet unter gleichen Verhältnissen in der Hauptleitung die Intensitäten I_{III} und I_{IV}, so ergiebt sich auch:

$$r_{II} = r_I \frac{I_{III} - I_I}{I_{III} - I_{II}} = r_I \sqrt{\frac{I_{II} - I_{IV}}{I_I - I_{IV}}}.$$

Die Versuche werden um so genauer ausfallen, je kleiner der Widerstand *b* der Zweigleitung gegen den Widerstand r_I und r_{II} ist. Statt daher in erstere direct ein Galvanometer mit längerem Drath einzufügen, verbindet man die Elektroden desselben nach Schröder van der Kolk mit zwei

Fig. 375.



sehr nahe aneinander liegenden Punkten *e* und e_1 der Zweigleitung (Fig. 375). Man kann dann den Widerstand des Stückes $e e_1$ gegen den des Galvanometers vernachlässigen und die Formel bleibt ungeändert, wenn man jedesmal den Ausschlag des Galvanometers durch den Rheostat *F* auf denselben Werth zurückführt. Man kann mit dieser Methode leicht eine Genauigkeit von $^1/_{1000}$ erreichen, welche weit ausserhalb der Grenzen der sonstigen störenden Einflüsse liegt.

Unter Anwendung der Spiegelablesung bei der Tangentenboussole und dem Galvanometer, mit Correctionen wegen der Brechung des Lichtes in dem Glase der Spiegel und der Abweichung der Intensitäten vom Tangentenge-

setz u. s. f. hat auf diese Weise Schröder die Widerstände verschiedener in Messing ausgeführten Copieen des Jacobi'schen Etalons verglichen. Es zeigten sich dabei manche Abweichungen von den Originalangaben; namentlich hatten durch den längeren Gebrauch die Widerstände der Copieen zugenommen; sie schienen aber mit der Zeit wieder ein wenig abzunehmen. Da die Temperaturänderungen gering waren, so möchten diese Aenderungen, welche bis $^1/_{100}$ der Widerstände betragen können, wohl auf Veränderungen der Structur zurückzuführen sein. Es sind daher die Copieen nur mit Vorsicht anzuwenden (vgl. Thl. II, §. 786).

11. Zu Thl. I, §. 91. Vergleichung der gebräuchlichsten Methoden der Widerstandsmessung. Diese Methoden beruhen hauptsächlich auf der Anwendung des Differentialgalvanometers und der Wheatstone'schen Drathcombination. Die Brauchbarkeit derselben hat W. Weber[1]) namentlich in Bezug auf die Herstellung von Copieen von den als Grundmaass der Widerstände dienenden Etalons[2]) geprüft.

Die Mängel der ersteren Methode bei Messung von Widerständen haben wir schon Thl. I, §. 89 auseinandergesetzt. Sind die durch beide Windungsreihen des Multiplicators auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomente und die Widerstände derselben nicht gleich, so dass z. B., wenn durch Einschaltung eines angemessenen Widerstandes in die eine Schliessung eine Einstellung der Nadel auf Null hervorgerufen ist, dieselbe bei Einschaltung des Normaldrathes und des ihm an Widerstand gleichen zu untersuchenden Drathes in beide Zweige einen Ausschlag zeigt; so kann man doch die Gleichheit der Widerstände beider Dräthe untersuchen, wenn man sie miteinander vertauscht und so wiederum in die Schliessungen einführt. Der Ausschlag der Nadel muss sich dann nicht ändern. Indess können auch bei dieser Umschaltung durch die Aenderung der Verbindungen manche Ungenauigkeiten entstehen.

Nennen wir die zu vergleichenden Widerstände a und b, die Widerstände der beiden Windungsreihen des Multiplicators mit ihren Zuleitungsdräthen α und β, den Widerstand der die Kette enthaltenden unverzweigten Schliessung r, die elektromotorische Kraft der Kette e, das von dem Strome Eins in beiden Windungsreihen auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment m und n, die Ablenkungen der Nadel, wenn a und b in dem einen oder anderen Sinne eingeschaltet sind, A_{ab} und A_{ba}, so ist:

$$A_{ab} = \frac{m\,(b+\beta) - n\,(a+\alpha)}{r\,(a+\alpha+b+\beta) + (a+\alpha)\,(b+\beta)}\,e$$

$$A_{ba} = \frac{m\,(a+\beta) - n\,(b+\alpha)}{r\,(a+\alpha+b+\beta) + (b+\alpha)(a+\beta)}\,e.$$

Soll nun $A_{ab} = A_{ba}$ sein, so folgt direct, dass $b = a$ sein muss.

1) W. Weber, Zur Galvanometrie. Abh. d. Göttinger Ges. Bd. X, S. 65.* — 2) In Bezug auf die genaueren Berechnungen der Dimensionen des zur Herstellung der Normaletalons zu verwendenden Inductors u. s. f. (vergl. Thl. II, §. 783) müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen.

Die Genauigkeit der Methode wird durch das Verhältniss der kleinsten, mit Genauigkeit zu beobachtenden Differenz $A_{ab} - A_{ba}$ zu der entsprechenden Aenderung des Werthes $b - a$ dargestellt. Sind die Werthe $b - a$, $m - n$, $\beta - \alpha$ klein, so ergiebt sich:

$$\frac{A_{ab} - A_{ba}}{e\,(b - a)} = \frac{2\,m}{r\,(a + \alpha)\,(a + \alpha + 2\,r)}$$

also

$$\frac{b - a}{a} = \frac{(a + \alpha)\,(a + \alpha + 2\,r)}{2\,m\,a\,e}\,(A_{ab} - A_{ba}).$$

Ist nun in den gegebenen Raum des Multiplicators ein Drath von der Länge Eins gewickelt, dessen Widerstand α_0, dessen Drehungsmoment auf die Nadel m_0 ist, und wird derselbe durch einen Drath von μfacher Länge, aber nur dem μten Theil des Querschnittes ersetzt, so ist sein Widerstand $\alpha = \mu^2\,\alpha_0$, das durch ihn ausgeübte Drehungsmoment $m = \mu\,m_0$. Bei Einführung dieser Werthe in die obige Formel findet man durch Differentiation den Werth von μ, welcher dem Maximumwerth von $\frac{b - a}{a}$ entspricht. Derselbe ist:

$$\mu = \sqrt{\left\{\frac{r + a}{3\,\alpha_0}\left(2\sqrt{1 - \frac{3\,r^2}{4\,(r + a)^2}} - 1\right)\right\}},$$

woraus sich

$$\alpha = \mu^2\,\alpha_0 = {}^1/_3\,(r + a)\left\{2\sqrt{1 - \frac{3\,r^2}{4\,(r + a)^2}} - 1\right\}$$

ergiebt. Je kleiner r im Verhältniss zu a ist, desto grösser wird die Genauigkeit; verschwindet r gegen a, so erhält man als Bedingung für die Erreichung des Maximums der Genauigkeit $\alpha = {}^1/_3\,a$, wo dann

$$\frac{b - a}{a} = {}^8/_9\,\frac{a}{m\,e}\,(A_{ab} - A_{ba})$$

ist. — Wird der Strom nur durch die eine Windungsreihe des Multiplicators geleitet, so ist die Ablenkung $B = \frac{m\,e}{a + \alpha + r}$. Ist nun r sehr klein, und wird $\alpha = {}^1/_3\,a$ genommen, so ist also die Ablenkung:

$$B_0 = {}^3/_4\,\frac{m\,e}{a} \text{ und } \frac{b - a}{a} = {}^2/_3\,\frac{(A_{ab} - A_{ba})}{B_0}.$$

Man kann auf diese Weise die Genauigkeit der Messung der Widerstände bestimmen. — Da nun bei Anwendung von Spiegelboussolen $A_{ab} - A_{ba}$ leicht kleiner als $^1/_2$ Scalentheil gemacht werden kann, wenn durch dieselbe Kette oder eine Kette von viel schwächerer elektromotorischer Kraft (z. B. $^1/_{10}$) an ihrer Stelle der Ausschlag B_0 weit über 1000 Scalentheile erzielt werden kann, so ist der Werth $\frac{b - a}{a}$, d. h. der Irr-

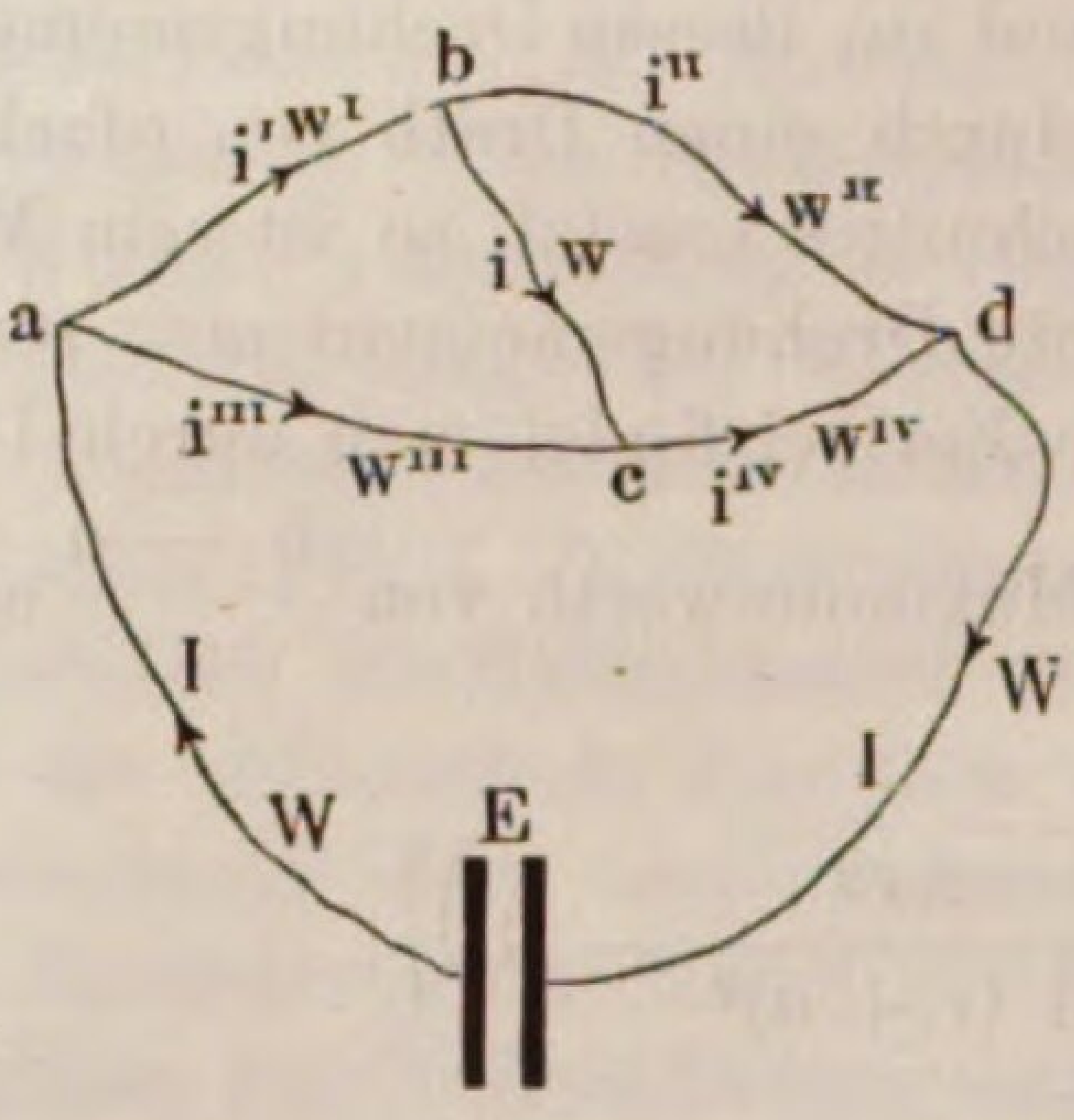
thum, den man bei Vergleichung der Widerstände begehen kann, weitaus kleiner als $^1/_{30000}$.

Bei Anwendung der Wheatstone'schen Brücke liesse sich zur Prüfung zweier Widerstände auf ihre Gleichheit ein analoges Verfahren anwenden. Bezeichnen wir die Widerstände und Stromintensitäten in den einzelnen Zweigen ihrer Leitung wie in beifolgender Figur 376, so ist:

$$i = \frac{w^{III}\, w^{II} - w^{I}\, w^{IV}}{(w^{I} + w^{II} + w^{III} + w^{IV})\, v}\, I,$$

wo v der Widerstand wäre, den ein in der Brücke bc erregter Strom nach Fortnahme des Zweiges aEd in der Brücke selbst und den beiden parallelen Zweigen bdc und bac erführe (Thl. I, §. 71). Wären die Widerstände w^{III} und w^{IV} absolut gleich, und wären $w^{I} = a$ und $w^{III} = b$ die auf ihre Gleichheit zu untersuchenden Widerstände, so würde die Nadel des in die Brücke eingeschalteten Multiplicators auf Null stehen, wenn letztere wirklich gleich sind. Ist die erste Bedingung nicht ganz erfüllt, und bliebe ein kleiner Ausschlag A_{ab} zurück, so kann man wiederum die Leiter a und b miteinander vertauschen und erhielte einen Ausschlag A_{ba}. Wäre $A_{ab} = A_{ba}$, so ist die Gleichheit von a und b festgestellt. Jedenfalls wird sich aber w^{III} und w^{IV} nahezu gleich machen lassen, so dass die Ausschläge A_{ab} und A_{ba} sehr klein sind.

Fig. 376.



In diesem Falle wird durch die Brücke nur ein sehr kleiner Theil des Gesammtstromes fliessen, und der demselben gebotene Gesammtwiderstand w_0 wird als derselbe anzusehen sein, wie wenn die Brücke nicht vorhanden wäre. Dann ist:

$$I = \frac{E}{w_0} \text{ und } w_0 = \frac{(w^{I} + w^{II})\,(w^{III} + w^{IV})}{w^{I} + w^{II} + w^{III} + w^{IV}} + W.$$

So ist die Intensität des Stromes in der Brücke:

$$i = \frac{w^{III}\, w^{II} - w^{I}\, w^{IV}}{w^{I} + w^{II} + w^{III} + w^{IV}} \cdot \frac{E}{v\, w_0}.$$

Wird nun zuerst a an Stelle von w^{I}, b an Stelle von w^{II} gesetzt, ist die durch einen Strom Eins in dem Galvanometer in der Brücke verursachte Ablenkung m, ist ferner der sehr geringe Unterschied von $a - b = x$, $w^{III} - w^{IV} = \delta$, so haben wir bei Einführung dieser Grössen in die Gleichung den Ausschlag bei Vernachlässigung der kleineren Werthe:

$$A_{ab} = m\,i = \frac{a\,\delta + w^{III}\, x}{2\,(a + w^{III})} \cdot \frac{m\,E}{v\, w_0}$$

und bei Vertauschung von a und b

$$A_{ba} = \frac{a\delta - w^{III}x}{2(a + w^{III})}\frac{mE}{vw_0}, \text{ also}$$

$$A_{ab} - A_{ba} = x\frac{w^{III}mE}{(a + w^{III})vw_0}, \quad \frac{b-a}{a} = \frac{(a + w^{III})vw_0}{w^{III}eam}(A_{ab} - A_{ba}).$$

Führen wir für v und w_0 ihre Werthe ein und vernachlässigen die kleineren Grössen, so ist:

$$\frac{b-a}{a} = \frac{(a + w^{III} + 2w)\,[2aw^{III} + (a + w^{III})W]}{2w^{III}eam}(A_{ab} - A_{ba}).$$

Mit Abnahme der Widerstände der Brücke w und der die Kette enthaltenden Leitung W nimmt dieser Werth ab und nähert sich der Grenze:

$$\frac{b-a}{a} = \frac{a + w^{III}}{me}(A_{ab} - A_{ba}).$$

Liesse man wiederum aus der Schliessung die Zweige w^{II} und w^{IV} fort, so wäre, da $w^{I} = a$ ist, die Ablenkung der Nadel $\frac{me}{a + w^{III} + w + W}$. Wenn also w und W sehr klein gegen a und w^{III} sind, so ist die sich ergebende Ablenkung:

$$B_0 = \frac{me}{a + w^{III}}, \text{ also}$$

$$\frac{b-a}{a} = \frac{A_{ab} - A_{ba}}{B_0}.$$

Auch hier liesse sich wie bei Anwendung des Differentialgalvanometers B_0 leicht bestimmen, und so die Genauigkeit der Bestimmung von a prüfen. Bei einem gleichen Ausschlage B_0 in beiden Fällen würde, da die Grenze der Kleinheit, innerhalb deren noch eine Differenz $A_{ab} - A_{ba}$ zu beobachten ist, dieselbe ist, die durch den Werth $\frac{b-a}{a}$ gemessene Genauigkeit bei Anwendung der Wheatstone'schen Brücke nur $^2/_3$ von der bei Anwendung des Differentialgalvanometers zu erreichenden Genauigkeit sein. Freilich würde bei letzterem bei Messung verschiedener Widerstände stets noch die Länge der Drathwindungen zu ändern sein, was nicht leicht möglich wäre. Wollte man indess von einem Normalwiderstandsetalon verschiedene Copieen nehmen, so würde das Galvanometer gleich zu diesem Zwecke eingerichtet werden können.

Die von Weber angedeutete Ausführung der Messung der Widerstände feuchter Leiter ohne Einfluss der Polarisation und des Uebergangswiderstandes durch Beobachtung ihrer Erwärmung durch einen Strom von bestimmter Intensität dürfte auf dieselben Schwierigkeiten stossen, mit welchen alle Messungen von Wärmemengen verknüpft sind.

12. Zu Thl. I, §. 98. **Abweichender Einfluss der Wärme auf die Leitungsfähigkeit der festen Körper.** Einige pulverförmige und sehr poröse Körper, welche den Strom, ohne zersetzt zu werden, wie

die Metalle leiten, zeigen das anomale Verhalten, dass bei höherer Temperatur ihre Leitungsfähigkeit sich erhöht; so einige Metalloxyde, auch Wasserkies nach Meidinger[1]), Graphit und Holzkohle nach Matthiessen[2]). Der Grund hiervon scheint indess nur ein secundärer zu sein, indem die Theilchen dieser Körper, welche nur lose nebeneinander liegen, bei ihrer Ausdehnung durch die Wärme stärker aneinander gepresst werden und so einander an mehreren Punkten berühren als vorher.

Ganz analog verhalten sich Feilspäne von Messing oder Eisen oder Platinschwamm, durch die man den Strom leitet und die man dann erwärmt. Liegen die Theile jener Körper fester aneinander, wie z. B. die Theilchen von sehr fester Pariser Gaskohle, so zeigen sie das abnorme Verhalten nicht[3]).

13. Zu Thl. I, §. 100. Leitungsfähigkeit der Legirungen. Für die Leitungsfähigkeit einer Reihe von Legirungen finden nach Matthiessen[4]) und Holzmann folgende Gesetze statt:

1) Die Legirungen einer Reihe A von Metallen, Blei, Zinn, Cadmium, Zink untereinander haben das nach den in ihnen gemischten Volumen der einzelnen Metalle berechnete Leitungsvermögen.

2) Die Legirungen anderer Metalle B, als Wismuth, Quecksilber, Antimon, Platin, Palladium, Eisen, Aluminium, Natrium, Gold, Kupfer, Silber mit den Metallen A zeigen schon bei einem sehr geringen Gehalt an Metall A eine bedeutend kleinere Leitungsfähigkeit, als aus der Zusammensetzung berechnet werden kann. Dagegen ändert sich die Leitungsfähigkeit von A selbst durch einen grösseren Zusatz von B nur wenig. Die Curven (Fig. 377 bis 378) zeigen dies Verhalten. In ihnen bezeichnen die Abscissen den Gehalt der Legirungen an dem den Curven zuerst beigeschriebenen Metall; die Ordinaten die Leitungsfähigkeiten gegen Silber = 100[5]).

3) Die Leitungsfähigkeiten der Legirungen der Metalle B untereinander sind durch die Curven (Fig. 379) verzeichnet. Dieselben sind oft kleiner, als diejenigen der einzelnen in ihnen legirten Metalle.

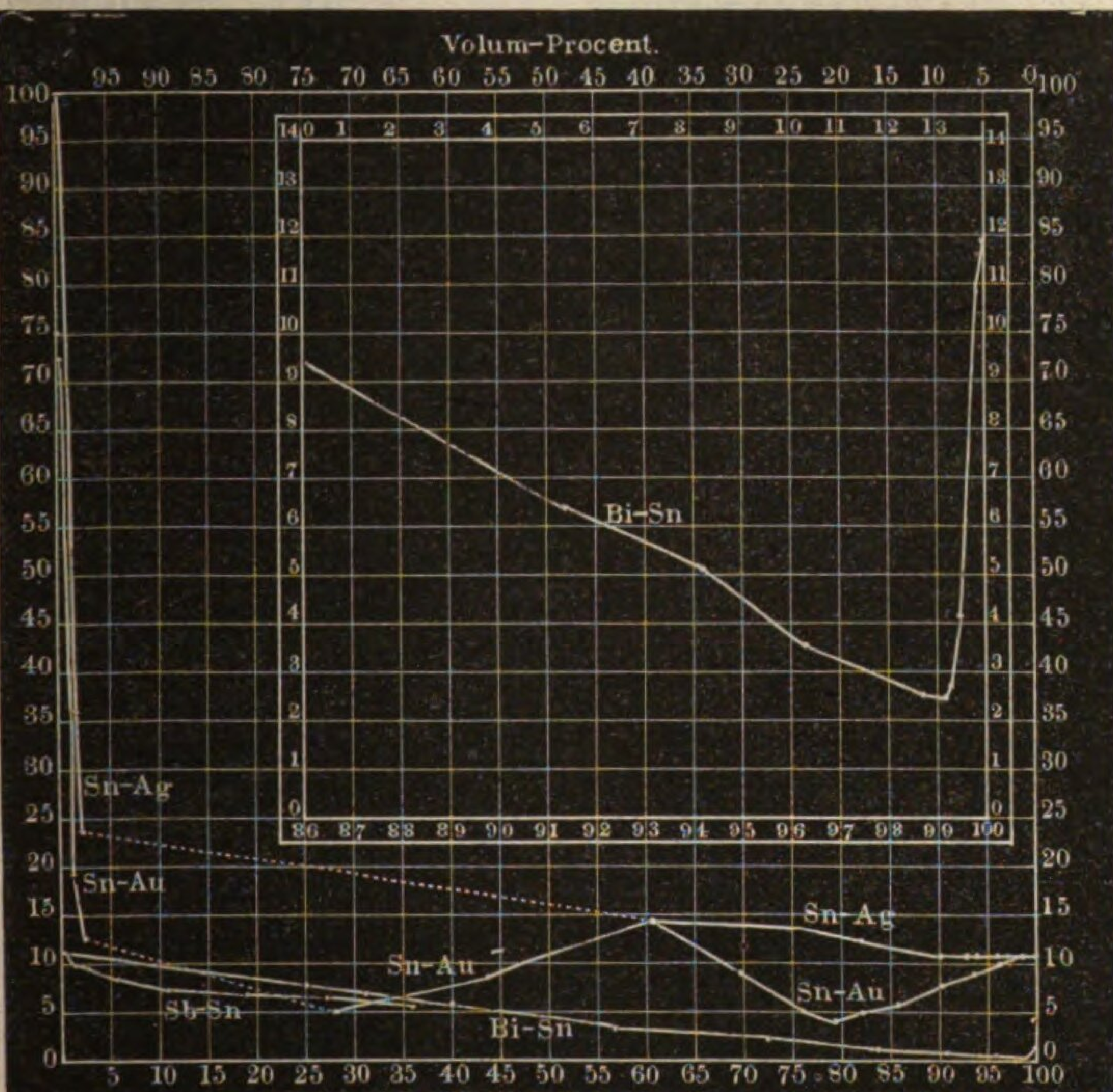
Bei den Gold-Silberlegirungen zeigt sich ein interessantes Verhalten. Die Leitungsfähigkeiten sind für $AuAg = 14{,}59$, für Au_2Ag und $AuAg_2 = 16{,}2$ und $16{,}3$, für Au_4Ag und $AgAu_4 = 20{,}91$ und $20{,}94$, für Au_6Ag

[1]) Meidinger, Dingl. polyt. Journ. Bd. CXLVIII, S. 364. 1858. — [2]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CIII, S. 432. 1858.* — [3]) Beetz, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 619. 1860.* — [4]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 190. 1860.*

[5]) Hiernach ist auch die Angabe Thl. I, §. 102 zu corrigiren, dass die Wismuth-Zinnlegirungen zur Gruppe A gehören. Die Leitungsfähigkeiten derselben, sowie der Wismuth-Bleilegirungen nehmen in der That bis zu einem Gehalt von 80 bis 90 Proc. Wismuth fast regelmässig bis zu einer kleineren Grösse als die Leitungsfähigkeit des Wismuths ab und steigen dann erst von einem Gehalt von 96 bis 99 Proc. Wismuth plötzlich zu der Leitungsfähigkeit des Wismuths auf. Die von mir (§. 100) für die Wismuth-Zinnlegirungen gegebenen Zahlen weichen mit Rücksicht auf die Unreinheit der von mir verwendeten Metalle nicht sehr von den von Matthiessen erhaltenen Werthen ab.

und $AuAg_6$ = 24,99 und 25,29, so dass also gleiche Zusätze an Gold und Silber zu der Legirung AuAg die Leitungsfähigkeit derselben um

Fig. 377.



gleich viel vermehrt. — Bei einzelnen dieser Legirungen ist also wahrscheinlich ihr Verhalten auf die Bildung bestimmter chemischer Verbindungen zurückzuführen, so z. B. auch bei Zinn-Gold, bei dem mit wachsendem Goldgehalt die Leitungsfähigkeit abnimmt bis zur Legirung Sn_5Au, dann steigt bis Sn_2Au, wieder fällt bis $SnAu_2$ und nun erst ansteigt bis zu Au. Dabei sind $SnAu_2$ und Sn_2Au glasig und unkrystallinisch, Sn_5Au aber sehr krystallinisch. Sn_5Au besitzt das aus der Zusammensetzung berechnete specifische Gewicht; bei Sn_2Au bleibt dasselbe unter allen Gold-Zinnlegirungen am meisten unter, bei $SnAu_2$ am meisten über der Berechnung. — Die bedeutende Verminderung der Leitungsfähigkeit einzelner Metalle durch geringe Zusätze von anderen scheint sich also auch zum Theil auf Aenderungen der Molecularstructur zurückführen zu lassen, indem z. B. Gold und Silber, auch Wismuth durch geringe Beimengungen von Zinn und Blei (2 bis 3 Proc.) spröde werden. Umgekehrt bleiben letztere Metalle bei grösseren Zusätzen von Gold oder Silber weich; ihr Leitungsvermögen ändert sich hierdurch gleichfalls nur wenig.

Zuweilen können schon sehr geringe Beimengungen, selbst gut leiten-

Fig. 378.

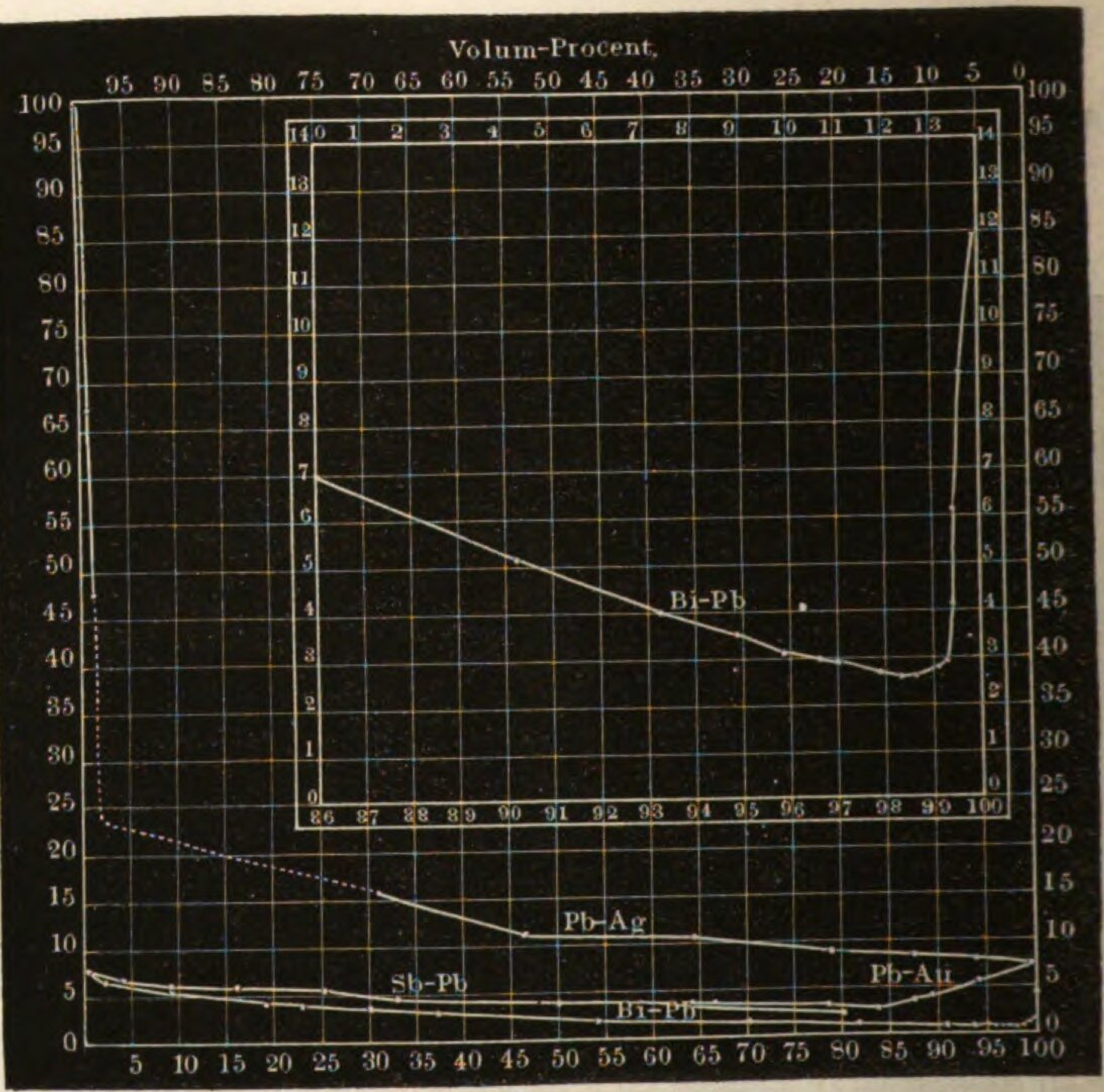
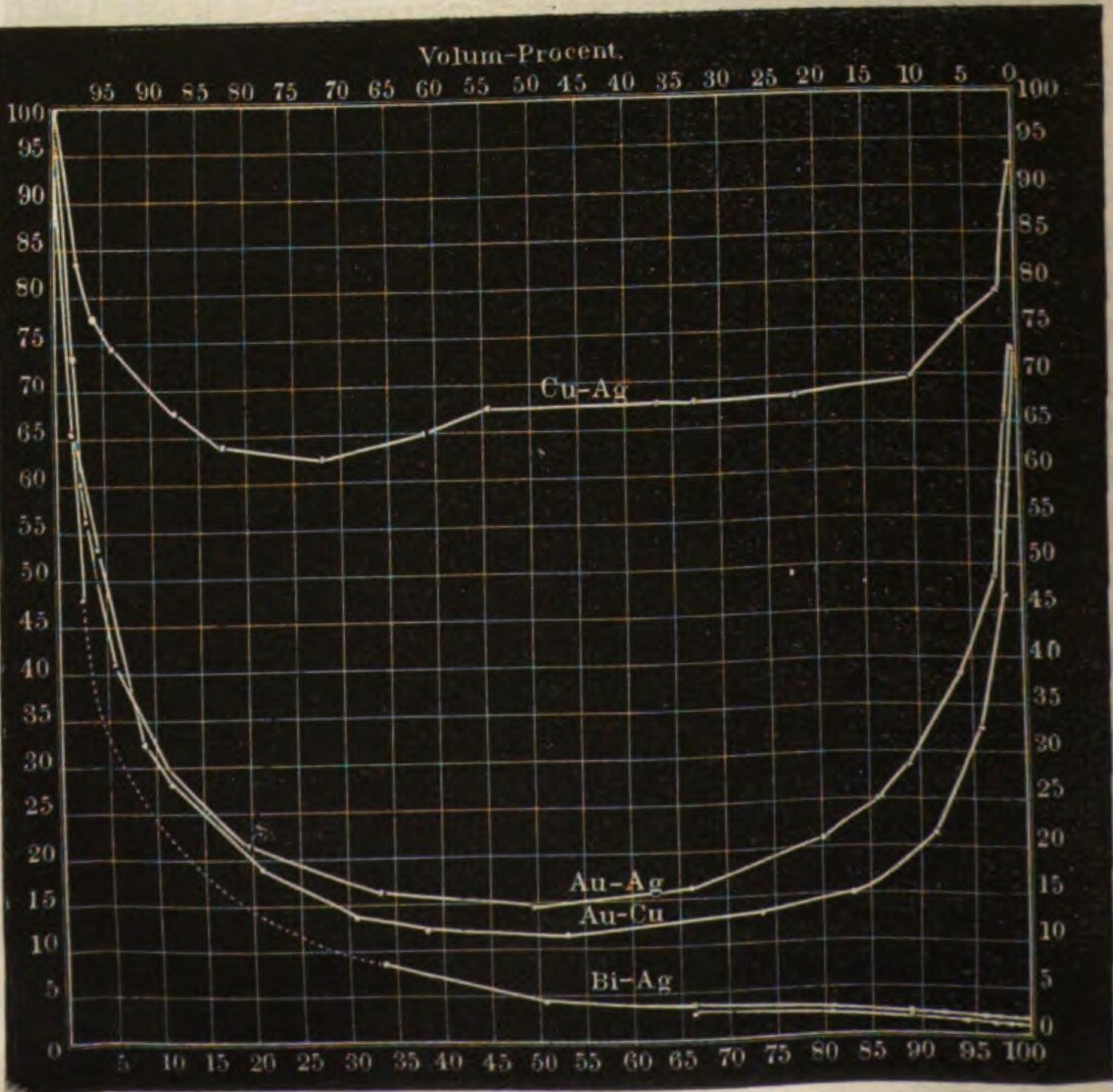


Fig. 379.



der Metalle die Leitungsfähigkeit anderer Metalle bedeutend erniedrigen. So ist die Leitungsfähigkeit von chemisch reinem Gold gegen die des Silbers = 100 gleich 72,98, während eine Legirung von 99,7 Gold und 0,3 Silber die Leitungsfähigkeit 66, eine Legirung von 99,4 Gold und 0,6 Silber die Leitungsfähigheit 59 hat [1]). Die bisher untersuchten Goldsorten verdanken ihren niedrigen Stand in der Reihe der Metalle also sehr geringen Beimengungen anderer Metalle. — Aehnlich verhält sich Kupfer. Für ganz chemisch reines, theils auf chemischem, theils auf galvanoplastischem Wege dargestelltes Kupfer fanden Matthiessen und Holzmann [2]) die Zahl 93,08 (bei 18,9° C.). Zur Darstellung sauerstofffreier Kupferdräthe wurde hierbei das Metall in dem Kopf einer irdenen Pfeife geschmolzen, und durch das Rohr derselben Wasserstoff geleitet. Nachher saugte man das Metall in das Rohr hinein und liess es erkalten. Geringe Beimengungen, selbst von besser leitenden Metallen, erniedrigen, wie wir schon Thl. I, §. 103 erwähnten, die Leitungsfähigkeit des Kupfers. So ist dieselbe für:

Kupfer an der Luft geschmolzen	73,32	
„ mit Kohle geschm., enthaltend 0,05 Proc. C. . .	74,91	
„ „ rothem Phosphor „ 2,5 „ P. . .	7,24	
„ „ „ „ „ 0,13 „ P. . .	67,67	
„ „ Arsen behandelt, „ 5,4 „ As . .	6,18	
„ „ „ „ Spur As . .	57,80	
„ „ resp. 3,20 Proc. und Spuren von Zink . . .	56,98	und 83,05
„ „ „ 1,06 „ „ 0,48 Proc. Eisen . . .	26,95	„ 34,56
„ „ „ 4,90 „ „ 1,33 „ Zinn	19,47	„ 48,52
„ „ „ 2,45 „ „ 1,22 „ Silber	48,52	„ 86,91
„ „ „ 3,50 Proc. Gold	65,36	
„ an der Luft geschmolzen	83,94	
Dasselbe Kupfer mit 0,1 Proc. Blei geschmolzen	89,49.	

Nur in dem Fall, wo das Kupfer beim Schmelzen Oxyd oder Suboxyd aufnehmen kann, wodurch seine Leitungsfähigkeit bedeutend verringert wird (vergl. Thl. I, §. 103), kann ein Zusatz von Blei, durch den das Oxyd reducirt wird, oder von Silber oder Zinn, durch welches vielleicht die Auflöslichkeit des Oxydes vermindert wird, eine Zunahme der Leitungsfähigkeit bewirken [3]).

Analoge Erscheinungen zeigen sich beim Zusatz kleiner Mengen fremder Metalle zum Quecksilber. So ist nach Matthiessen [4]) die beobachtete (λ) und aus dem Verhältniss der relativen Volumina des Quecksilbers und des festen Metalls berechnete (λ_0) Leitungsfähigkeit beim Zusatz von n Proc. der verschiedenen Metalle:

[1]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 526. 1860. — [2]) Matthiessen und Holzmann, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 222. 1860.* — [3]) Matthiessen, Phil. Mag. T. XXII, p. 545. 1861* (entgegen den Angaben von Thomson, Proceed. Roy. Soc. T. X, p. 300. 1860*). — [4]) Matthiessen und C. Vogt, Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 369. 1862.*

	Wismuth		Blei		Zinn	
n	λ	λ_0	λ	λ_0	λ	λ_0
0,01	—	—	10,918	10,915	10,929	10,922
0,05	10,932	10,908	10,944	10,935	10,977	10,973
0,1	10,946	10,906	10,972	10,960	10,041	11,036
0,2	10,978	10,901	11,037	11,009	11,171	11,161
0,5	11,064	10,890	11,222	11,157	11,528	11,533
1,0	11,199	10,869	11,495	11,402	11,792	12,147
2,0	—	—	11,705	11,882	12,318	13,335
4.0	—	—	11,873	12,809	13,167	15,595

	Zink		Gold		Silber	
n	λ	λ_0	λ	λ_0	λ	λ_0
0,01	10,929	10,943	10,917	10,944	10,919	10,991
0,05	10,992	11,075	10,946	11,080	10,948	11,313
0,1	11,077	11,238	10,977	11,250	10,984	11,716
0,2	11,235	11,564	11,031	11,592	11,048	12,519
0,5	11,696	12,538	11,322	12,612	11,200	14,919
1,0	12,450	14,131	11,571	14,270	11,566	18,876
2,0	13,566	17,247	—	—	—	—
4,0	14,658	23,133	—	—	—	—

Die Leitungsfähigkeit des Quecksilbers selbst ist gleich 10,910 gesetzt (wenn die der Matthiessen'schen Gold-Silberlegirung gleich 100, die des Silbers gleich 633,327 ist). Bei einer früheren Beobachtungsreihe [1]) ergab sich bei Mischung von Quecksilber mit:

	0,1 Proc. Wismuth	0,5	1	2	4
λ_0	24,46	25,83	27,19	29,19	35,09
λ	24,58	25,86	26,62	27,66	29,69.

Bei diesen Versuchen befand sich das Quecksilber in einem horizontalen Capillarrohr, an das beiderseits weitere verticale Glasröhren angeschmolzen waren. In diese tauchten die amalgamirten Kupferelektroden bis an die Oeffnungen des Capillarrohres. Die Amalgame wurden in dem Rohr selbst durch Zusatz gewogener Mengen Metall zu dem Quecksilber unter beständigem Hin- und Herbewegen des Rohres bereitet, da beim Eingiessen der fertigen Amalgame in dasselbe keine constanten Resultate erhalten wurden.

Die Leitungsfähigkeit des Quecksilbers nimmt also stets bei Zusatz kleiner Mengen von Metall zu, wie dies zuerst Siemens [1]) festgestellt hat, selbst wenn diese Metalle schlechter leiten (Wismuth, für welches $\lambda = 7,915$ ist). Dabei ist die Leitungsfähigkeit bei Zusatz sehr geringer Mengen von Zink, Gold, Silber kleiner, von Wismuth, Blei, Zinn grösser, als die

[1]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CXIV, S. 318. 1861.* — [2]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 20, 1860;* Bd. CXIII, S. 96. 1861.*

Berechnung aus dem Volumverhältniss der gemischten Stoffe ergiebt. Bei Zusatz grösserer Mengen wird in letzterem Falle die beobachtete Leitungsfähigkeit ebenfalls kleiner, als die berechnete.

Dagegen scheint eine Absorption von Sauerstoff durch das Quecksilber nicht einzutreten, und ebensowenig wie eine Bildung von Suboxyd seine Leitungsfähigkeit zu verändern.

Als in demselben Apparate andere Metalle geschmolzen und denselben kleine Beimengungen beigefügt wurden, zeigten sich abweichende Erscheinungen [1]).

So bewirkt ein Zusatz kleiner Mengen Blei oder Wismuth zu geschmolzenem Zinn, kleiner Mengen Wismuth zu geschmolzenem Blei eine Abnahme der Leitungsfähigkeit. Ein Zusatz von Spuren von Zinn oder Blei vermindert, ein Zusatz grösserer Mengen erhöht dagegen die Leitungsfähigkeit des geschmolzenen Wismuths.

Diese Erfahrungen sind ganz analog den an den festen Metalllegirungen erhaltenen Resultaten; und es dürfte in der That auch bei flüssigen Metallgemischen die Leitungsfähigkeit nicht die gleiche sein, wie wenn die flüssigen Metalle ungemischt nebeneinander lägen. Jedenfalls dürfen wir sie wohl als Gemische wirklicher chemischer Verbindungen der Metalle, welche eine besondere Leitungsfähigkeit besitzen, mit einem Ueberschuss des einen oder anderen Metalles ansehen, und es wird dann zunächst die Leitungsfähigkeit aus dem Verhältniss der Menge jener Verbindungen zu dem des überschüssigen Metalls zu berechnen sein [2]).

14. Zu Thl. I, §. 103. Einfluss der Härte auf die Leitungsfähigkeit. Nach Siemens [3]) ist das Verhältniss der Leitungsfähigkeiten harter und weicher, ausgeglühter Dräthe etwa:

Silber	Kupfer	Platin	Messing
100 : 111,6	100 : 106,0	100 : 100,3	100 : 118.

Aehnliche Resultate hat Matthiessen [4]) erhalten, nach welchen die entsprechenden Verhältnisse sind bei:

Silber	Kupfer	Gold
100 : 108,74	100 : 104,6	100 : 101,7.

Je nach der Härte der benutzten Dräthe müssen diese Werthe Abweichungen zeigen.

Die Beobachtungen wurden mittelst der Wheatstone'schen Drathcombination ausgeführt.

Nach Wartmann [5]) nimmt der Widerstand des Kupferdrathes bei Zunahme des Druckes bis zu 30 Atmosphären zu und wächst bei weiterer Vermehrung des Druckes. Die Zusammendrückungen geschahen theils in

[1]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 379. 1862.* — [2]) Vergl. auch Rob. Sabine, Phil. Mag. [4] Vol. XXIII, p. 457. 1862.* — [3]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 18. 1860.* — [4]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CXV, S. 353. 1862;* auch Bd. CX, S. 224.* — [5]) Wartmann, Archives N. S. T. IV, p. 12. 1859.*

einem Oersted'schen Piezometer, theils indem der Drath zwischen Stahlplatten zusammengedrückt wurde, die innen mit Guttaperchablättern bedeckt waren.

15. Zu Thl. I, §. 104. **Widerstand der Metalle bei verschiedenen Temperaturen.** Von Matthiessen und v. Bose [1]) sind eine grosse Menge derartiger Widerstandsbestimmungen mittelst der Wheatstone'schen Drathcombination vorgenommen worden. Die Dräthe wurden in einer, der Länge nach zur Hälfte abgesprengten Glasröhre in einem Blechtrog mit doppelten Wänden, der mit Oel gefüllt war, erhitzt. Von ihren Enden führten dicke Kupferdräthe nach Aussen, welche durch Quecksilber mit den übrigen Theilen der Leitung in Verbindung standen.

Es wurde durch Versuche nachgewiesen, dass eine Nebenleitung durch das Oel wegen seiner schlechten Leitungsfähigkeit auch bei höheren Temperaturen nicht stattfand; ebenso wenig war eine Firnissschicht (Schellack) von Einfluss, mit welcher die vom Oel angegriffenen Dräthe überzogen werden mussten. Die zur Vergleichung benutzten Normaldräthe bestanden aus weichem Neusilber; auch sie waren an dicke Kupferdräthe gelöthet und lagen in Oel. Ihre Leitungsfähigkeit änderte sich bei der Temperaturerhöhung um t^0 C, nach der Formel

$$\lambda = 7{,}803 - 0{,}0034619t + 0{,}0000003951t^2.$$

So ergaben sich die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Resultate.

Der Werth λ ist die Leitungsfähigkeit des Metalls bei 0° gegen die des Silbers bei 0°, welche gleich 100 gesetzt ist, λ_1 ist die Leitungsfähigkeit des Metalls bei der Temperatur t; die Zahl in Klammern bezeichnet die Zahl der Beobachtungsreihen.

		λ		λ_1
Silber	hart	100	(6)	$100 - 0{,}38287t + 0{,}0009848t^2$
	weich	108,74		
Kupfer	hart	99,947	(6)	$100 - 0{,}38701t + 0{,}0009009t^2$
	weich	102,213		
Gold	hart	77,964	(5)	$100 - 0{,}36745t + 0{,}0008443t^2$
	weich	79,327		
Zink		29,022	(3)	$100 - 0{,}37047t + 0{,}0008274t^2$
Cadmium . . .		23,725	(3)	$100 - 0{,}36871t + 0{,}0007575t^2$
Zinn.		12,366	(3)	$100 - 0{,}36029t + 0{,}00061356t^2$
Blei		8,318	(3)	$100 - 0{,}38756t + 0{,}0009147t^2$
Arsen.		4,7623	(2)	$100 - 0{,}38994t + 0{,}0008878t^2$
Antimon		4,6172	(3)	$100 - 0{,}39826t + 0{,}0010364t^2$
Wismuth. . . .		1,2484	(3)	$100 - 0{,}35216t + 0{,}0005728t^2$

Beim Silber, Kupfer und Gold waren die Aenderungen der Leitungs-

[1]) A. Matthiessen u. A. v. Bose, Pogg. Ann. Bd. CXV, S. 353. 1862.*

fähigkeit bei harten und weichen Dräthen kaum verschieden. Die Cadmiumdräthe werden beim Erhitzen spröde, ohne dass jedoch nach dem Erkalten ihre Leitungsfähigkeit geändert ist; bei den Dräthen von Silber, und ebenso bei einigen Dräthen von Kupfer wirkte lang andauerndes Erhitzen auf 100° wie das Weichmachen. Beim Antimon nahm bei mehrtägigem Erhitzen die Leitungsfähigkeit ab; die vom Wismuth nimmt sehr schnell zu bis zu 22 Proc.

Aus diesen Angaben ist ersichtlich, dass die Leitungsfähigkeit der reinen festen Metalle mit der Temperaturerhöhung sich fast genau nach demselben Verhältniss ändert. Dagegen nimmt die Leitungsfähigkeit nicht proportional der Temperaturzunahme ab, sondern bei allen Metallen ist den Formeln nach ein Glied beizufügen, welches t^2 enthält.

Bei der Erwärmung von Tellurdräthen zeigen sich grosse Unregelmässigkeiten, indem verschiedene Dräthe sich durchaus nicht gleich verhalten, selbst wenn sie vorher sehr lange erhitzt worden sind. Beim ersten Erhitzen nimmt die Leitungsfähigkeit bis zur Temperatur von etwa 70 bis 80° ab, wie bei allen übrigen Metallen, nur nicht in einem constanten Verhältniss; bei höheren Temperaturen steigt dann die Leitungsfähigkeit. Bei wiederholtem Erhitzen sinkt die Temperatur des Wendepunktes immer mehr, so dass bei einzelnen Stäben zuletzt die Leitungsfähigkeit beim Erwärmen von 0° an zunimmt. Zugleich nimmt bei lang andauerndem Erwärmen die Leitungsfähigkeit immer mehr und sehr langsam ab (bei einem Stabe im Verhältniss von etwa 100 : 4). Es verhält sich also Tellur nach wiederholtem Erhitzen wie die Metalloide, von denen auch Selen (nach Hittorf), und auch Graphit und Gaskohle (nach Matthiessen), ihre Leitungsfähigkeit beim Erwärmen vermehren.

Bei dem flüssigen Quecksilber ist die Aenderung der Leitungsfähigkeit mit der Temperaturerhöhung eine andere, wie bei den festen Metallen, wie auch schon frühere Beobachter (vergl. Thl. I, §. 104) gefunden. Nach Matthiessen und v. Bose würde für Quecksilber $\lambda = 1{,}656$ sein.

Bei verschiedenen Temperaturen stellt sich dann die Leitungsfähigkeit des Quecksilbers nach denselben Beobachtern, so wie nach anderen Physikern durch folgende Formel dar:

Matthiessen und v. Bose . $\lambda_1 = 100 - 0{,}07443t + 0{,}00008263t^2$
Müller[1] $\lambda_1 = 100 - 0{,}118t$
E. Becquerel[1] $\lambda_1 = 100 - 0{,}104t$
Siemens[2] $\lambda_1 = 100 - 0{,}0985t$
Schröder van der Kolk[3] $\lambda_1 = 100 - 0{,}086t$.

Während also die übrigen Beobachter gefunden haben, dass die Leitungsfähigkeit des Quecksilbers der Temperatur proportional zunimmt, finden Matthiessen und van Bose eine kleine Abweichung von diesem Verhältniss.

[1]) Vergl. Thl. I. §. 104. — [2]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 104. 1861.* — [3]) Schröder van der Kolk, Pogg. Ann. Bd. CX, S. 471. 1860.*

Die Bestimmungen von Siemens geschahen mittelst der Wheatstone'schen Drathcombination. Das Quecksilber befand sich in zwei Spiralröhren von Glas, welche in Gefässen voll Wasser lagen, deren eines durch langsam hineingeleiteten Dampf erwärmt wurde.

Schröder van der Kolk verglich nach seiner oben (Nr. 10) beschriebenen Methode den Widerstand von Uförmigen, mit Quecksilber gefüllten Barometerröhren, zu denen die Leitung durch Eisendräthe vermittelt war, mit dem Widerstand von vielfach gebogenen, mit Quecksilber gefüllten Röhren, die in einem Wasserbad erhitzt wurden. Durch Vergleichung der Widerstände zweier verschieden langer Röhren konnte die Aenderung der Widerstände des Quecksilbers allein mit der Temperatur gemessen werden.

16. Zu Thl. I, §. 106. Die Aenderung der Leitungsfähigkeit der Metalle beim Schmelzen ist neuerdings von Siemens und Matthiessen untersucht worden. Zinn, in einer Glasspirale geschmolzen, welche in einem Stearinbade lag, zeigt nach Siemens [1]) eine allmälige Zunahme des Widerstandes bis zu seinem Schmelzpunkt, bei dem Schmelzen eine sprungweise Erhöhung desselben, wie Kalium und Natrium, und bei zunehmender Erwärmung eine allmälige Abnahme des Wachsens des Widerstandes.

So betrug unter Anderem der Widerstand w des Zinns bei der Temperatur t und der Coefficient c seiner Aenderung bei der Temperaturänderung um 1° C.:

$t =$	0°	66,5	99,5	183	219,6	226	249	280
$w =$	100	130,9	147,7	193,1	216,1	457,6	468,9	477,1
$c =$	0,379	0,413	0,444	0,514	30,77	0,404	0,216	—

Die specifische Leitungsfähigkeit des Zinns gegen Quecksilber = 1 war bei 0° gleich 9,1, sein Schmelzpunkt 224° C. Die Widerstandsbestimmungen wurden mit Hülfe der Wheatstone'schen Drathcombination angestellt. — Bei stärkerem Erwärmen vermindert sich auch nach Matthiessen das Leitungsvermögen des geschmolzenen Zinns.

Geschmolzenes Blei verhält sich nach Matthiessen [2]) ebenso wie Zinn. Die Leitungsfähigkeit des geschmolzenen Wismuths nimmt ebenfalls mit der Temperaturerniedrigung zu; beim Erstarren vermindert sich dieselbe plötzlich, wie auch Matteucci [3]) gefunden, und nimmt beim Erkalten der erstarrten Masse wieder zu.

17. Zu Thl. I, §. 108 u. flgde. Widerstand der Salzlösungen bei verschiedenen Temperaturen. Beetz [4]) hat eine Reihe von Bestimmungen von Widerständen der Lösungen mitgetheilt, bei denen nicht nur der

[1]) Siemens, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 99. 1861.* — [2]) Matthiessen, Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 379. 1862.* — [3]) Matteucci, vergl. Thl. I, §. 106, woselbst statt „Widerstand" „Leitungsfähigkeit" zu lesen ist. — [4]) Beetz, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 1. 1862.*

Einfluss der Polarisation, sondern auch der Uebergangswiderstand möglichst vermieden war.

Als Einheit des Widerstandes ist die Widerstandseinheit von Siemens (eine Quecksilbersäule von 1^m Länge und $1\,\square^{mm}$ Querschnitt) genommen. Die Bestimmungen wurden vermittelst der Wheatstone'schen Drathcombination vorgenommen; und zwar wurden die Widerstände von zwei constanten Zweigen der Leitung gleich gemacht, so dass der Widerstand der beiden anderen Zweige, welche die Lösung und einen Rheochord nach der Thl. I, §. 82 beschriebenen Construction enthielten, gleich sein mussten. Die Verbindungen geschahen durch Metallstöpsel (vergl. Thl. I, §. 83, Fig. 66). Die Flüssigkeit wurde in ein, an beiden Enden gerade abgeschliffenes cylindrisches Glasrohr gebracht, auf dessen eines Ende eine, mit einem dicken Kupferdrath als Zuleiter versehene Metallplatte durch einen übergezogenen Kautschukschlauch luftdicht aufgepresst wurde. Nachdem die ausgekochte Lösung noch heiss in das Glasrohr gefüllt war, wurde das zweite Ende desselben mit einer gleichen Metallplatte, die aber eine ganz feine Durchbohrung hatte, in ganz gleicher Weise bedeckt. Das Glasrohr wurde nun in horizontaler Lage in die Tubuli zweier Glasflaschen eingesetzt, die mit der gleichen Lösung gefüllt waren, und durch welche die gut lackirten Leitungsdräthe hindurchgingen. Auch die Metallplatten an den Enden des Rohres waren auf der Hinterseite lackirt. Es konnte so bewirkt werden, dass in dem Glasrohr keine Luftblase zurückblieb, und dasselbe durch die enge Oeffnung der zweiten Metallplatte sich bei den Temperaturänderungen stets vollkommen mit Flüssigkeit füllte. Der ganze Apparat stand in einem mit Wasser gefüllten Kasten von Weissblech, welcher durch Gaslampen erhitzt wurde. Die Widerstände der zur Verbindung der Flüssigkeitsröhre mit den übrigen Theilen des Apparates dienenden Dräthe waren gegen den Widerstand der Flüssigkeit selbst verschwindend klein. Die Flüssigkeiten wurden meist zweimal, vor und nach dem Durchleiten des Stromes analysirt. Es wurde Lösung von Zinkvitriol untersucht. Die Polarisation wurde vermieden durch Anwendung amalgamirter Zinkplatten, der Uebergangswiderstand, welcher sich stets bildet, wenn nicht jegliche Absorption von Luft vermieden wird, indem die Polplatten erst längere Zeit in siedende Zinkvitriollösung gelegt und dann, ohne von derselben entblösst zu werden, auf dem Rohr befestigt wurden [1]). Bei der Untersuchung von 24 verschieden concentrirten Lösungen, deren Salzgehalt σ auf 100 Grm. Wasser in der Lösung zwischen 7,73 Grm. und 60,79 Grm. des wasserfreien Salzes variirte, und bei (10 bis 14) verschiedenen Temperaturen t zwischen etwa 8^0 und 85^0 C.

[1]) Bringt man in ein Rohr voll Zinkvitriollösung eine Reihe von parallelen Zinkplatten, so ist der Widerstand kleiner, wenn sie sich berühren, als wenn sie von einander getrennt sind; dieser Unterschied hört auf, wenn die Zinkplatten längere Zeit in siedender Zinkvitriollösung gelegen haben und dann schnell in die Röhre eingeführt werden. Im ersten Fall ist also ein Uebergangswiderstand vorhanden, im zweiten nicht.

ergaben sich unter Anderen die folgenden Leitungsfähigkeiten λ, welche auf die des Quecksilbers gleich 1 bezogen sind. Alle Zahlen λ sind mit 1000000000 multiplicirt.

	σ								
I	7,79	t	9,4	13,0	19,9	28,0	41,1	54,1	78,6
		λ	1842	2033	2382	2849	3516	4223	5188
II	10,32	t	11,5	18,5	28,0	43,5	59,1	70,5	81,0
		λ	2375	2767	3413	4418	5395	5947	6340
III	13,48	t	15,7	27,8	36,6	53,3	64,1	73,1	80,8
		λ	3032	3948	4611	5946	6672	7268	7675
IV	18,48	t	15,3	24,5	37,5	45,7	53,7	69,1	85,0
		λ	3539	4377	5624	6397	7102	8488	9543
V	21,58	t	10,4	18,1	22,8	32,2	41,8	64,9	71,7
		λ	3514	4266	4719	5323	6640	8945	9512
VIII	27,65	t	11,0	16,4	26,0	53,3	71,1	76,3	
		λ	3641	4201	5197	8341	10241	10708	
X	28,43	t	13,6	23,5	29,0	43,5	58,9	68,0	78,0
		λ	3994	5004	5620	7324	9178	10162	11098
XII	29,19	t	10,3	18,1	25,3	35,0	45,2	60,7	79,4
		λ	3609	4415	5236	6374	7586	9324	11201
XVI	33,83	t	12,0	27,5	40,3	51,1	59,7	67,1	80,5
		λ	3685	5490	7076	8368	9419	10296	12003
XIX	40,78	t	9,3	23,6	35,8	46,6	59,6	66,7	83,5
		λ	3202	4789	6304	7823	9543	10326	12275
XXI	48,15	t	10,8	18,6	30,2	44,0	55,1	73,7	82,1
		λ	3020	3806	5148	6885	8411	10884	11928
XXIII	53,94	t	0	11,1	14,5	20,3	38,1	59,5	79,2
		λ	1846	2643	2937	3615	5767	8617	11285
XXIV	60,79	t	10,6	18,6	27,5	37,2	56,6	73,1	82,0
		λ	2249	2998	3883	5099	7589	9900	11089

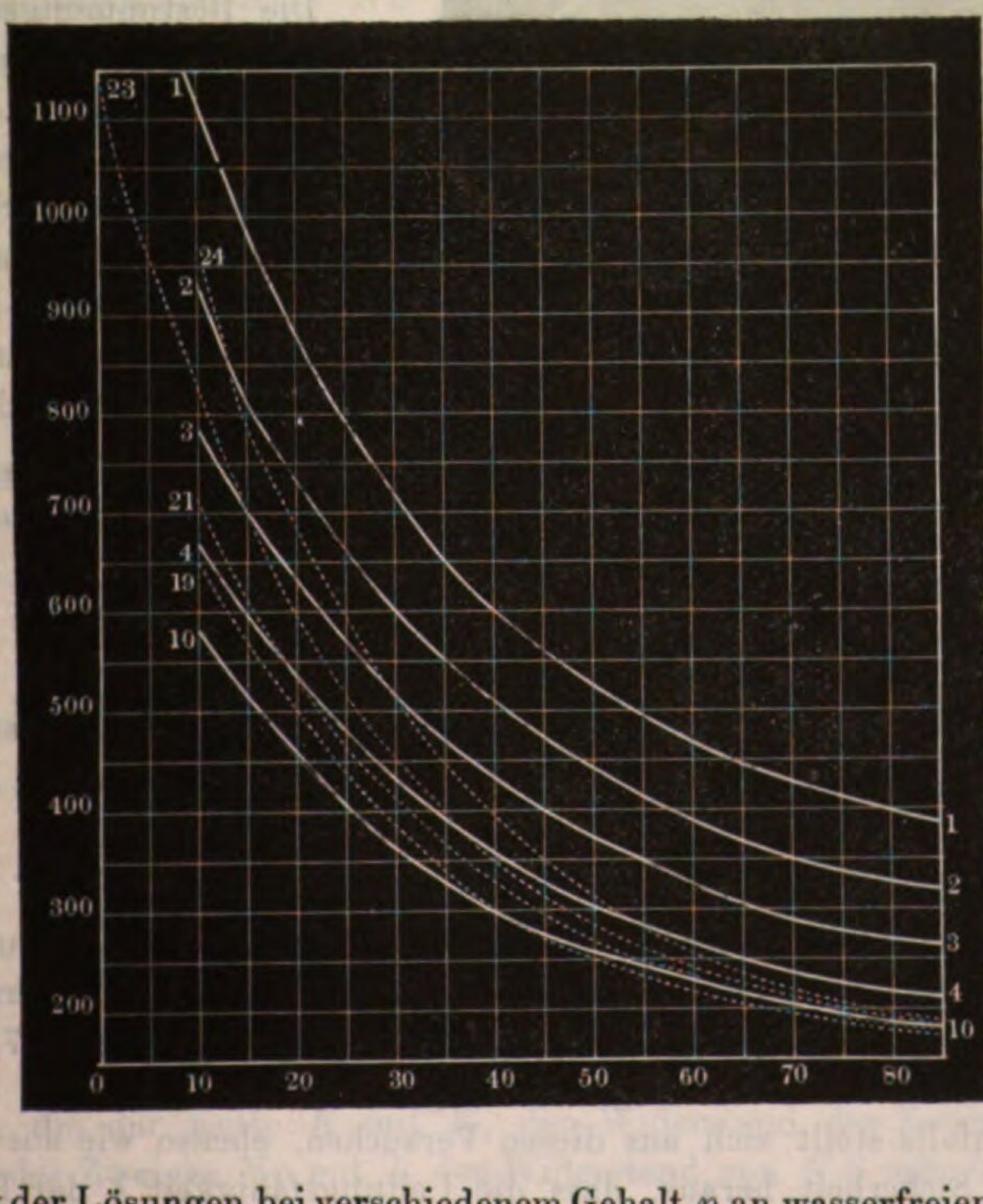
Fig. 380 enthält einige dieser Resultate; in derselben bezeichnen die Abscissen die Temperaturen, die Ordinaten die Widerstände, die den Curven beigeschriebenen Zahlen die Reihe der Beobachtungen.

Der Widerstand steigt also bei schwachen Concentrationen mit abnehmender Temperatur gleichmässig bei den verschiedenen Lösungen, und zwar um so stärker, je weiter die Temperatur sinkt. Bei stärkeren Concentrationen steigt der Widerstand mit sinkender Temperatur stärker, so dass bei derselben Temperatur mit steigender Concentration ein Minimum des Widerstandes (wie es schon von Hankel Thl. I, §. 109 beobachtet wurde) und dann wiederum eine Zunahme desselben eintritt. Das Minimum

zeigt sich bei den verschiedenen Temperaturen bei verschiedenen Concentrationen. — Zur Erklärung des Auftretens dieses Minimums schliesst sich Beetz der auch von mir Thl. I, §. 289, S. 425 gegebenen Ansicht an, nach welcher dasselbe auf einer allmäligen Zunahme der Zähigkeit der Lösung mit wachsender Concentration beruht. Als Beetz in seinen Apparat eine heisse concentrirte Lösung einfüllte, die beim Erkalten allmälig ganz fest wurde, nahm die Leitungsfähigkeit allmälig, und nicht sprungweise ab. Auch hier können die festen Theilchen als Bewegungshindernisse dienen; und in ganz ähnlicher Weise dürfte vielleicht möglicher Weise auch die Schwerflüssigkeit durch Einlagerung fester Theilchen in die Lösungen bedingt sein.

Aus den Versuchen von Beetz berechnet sich ferner die Leitungs-

Fig. 380.



fähigkeit der Lösungen bei verschiedenem Gehalt p an wasserfreiem schwefelsauren Zinkoxyd bei 20° C. nach der Formel:

$$\lambda_{20} = 0,000000124 + 0,0000004131\,p - 0,000000007874\,p^2$$
$$+ 0,00000000005079\,p^2.$$

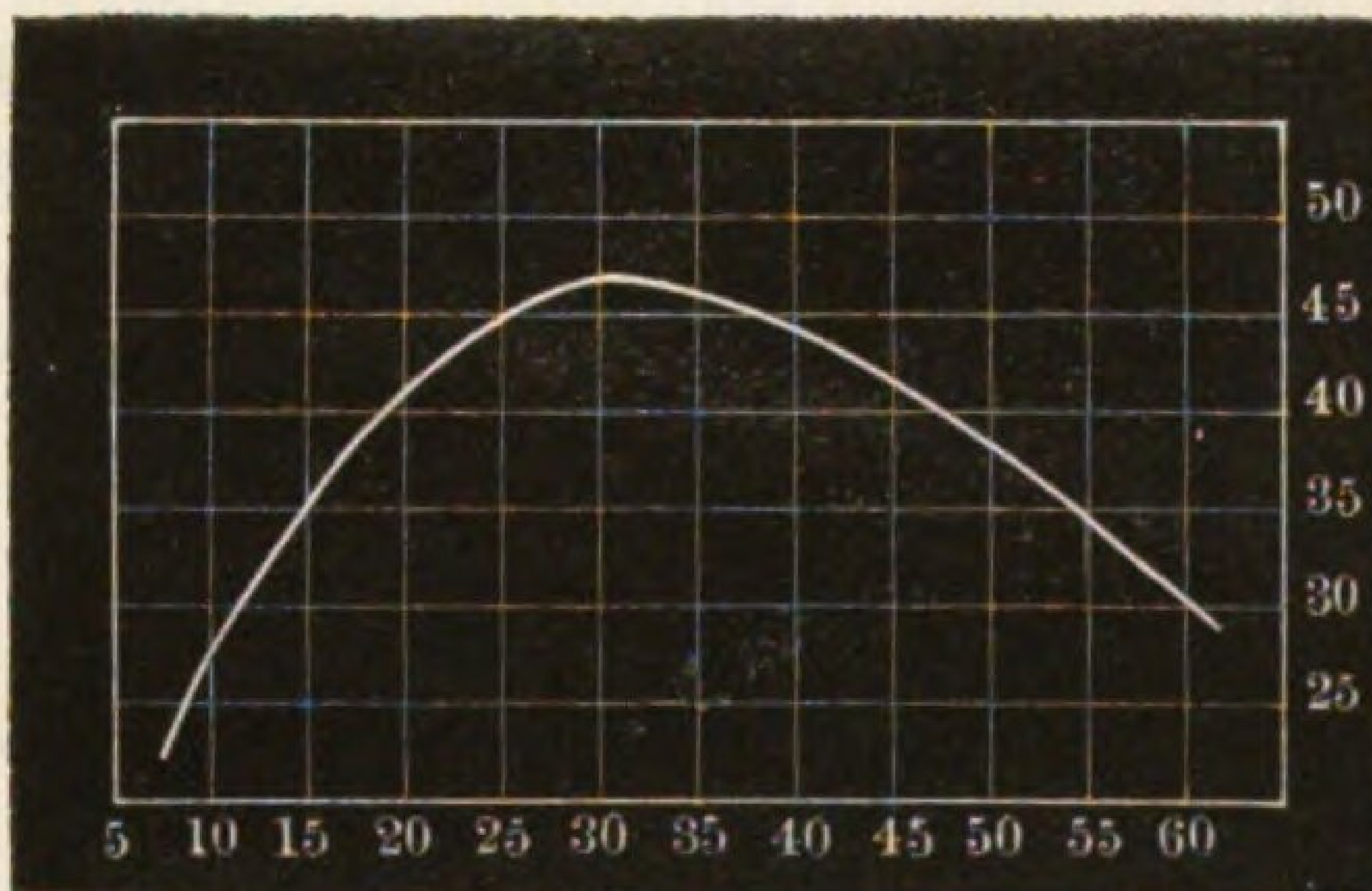
Die Fig. 381 (a. f. S.), in der die Abscissen die Salzgehalte, die Ordinaten die Leitungsfähigkeiten angeben, machen dieses Verhalten anschaulich.

Mit steigenden Temperaturen nimmt die Leitungsfähigkeit bei verschiedenen Salzgehalten p der Lösungen verschieden schnell zu. Die Formel:

$$z = 32{,}09 + 4{,}0364 p - 0{,}0473 p^2$$

giebt diese Zunahme etwa zwischen 25 und 45° C. an; dieselbe ist innerhalb jener Grade nahezu proportional der Temperaturerhöhung. Bei schwach und bei stark concentrirten Lösungen nimmt indess bei höheren Temperaturen die Leitungsfähigkeit etwas schwächer zu, bei stark concentrirten nimmt sie ausserdem bei niederen Temperaturen etwas stärker zu, als dieses Gesetz erfordern würde.

Fig. 381.



Die Bestimmungen von E. Becquerel, wenn man sie auf den Widerstand des Quecksilbers umrechnet (die Leitungsfähigkeit des Silbers ist nach Siemens 56,2 gegen die des Quecksilbers gleich 1), stimmen mit den Zahlen von Beetz sehr gut; die Zahlen von Horsford, so weit sie sich reduciren lassen, ebenfalls, die von Becker viel schlechter. Es ist nämlich die Leitungsfähigkeit (sämmtliche Zahlen sind mit 1000000000 multiplicirt):

Salzgehalt auf 100 Grm. Wasser.	Temperatur.	Leitungsfähigkeit.	
		Beetz	Becquerel
49,7	14,4	3133	3243
24,3		3905	4007
14,0		3047	3052

Salzgehalt auf 100 Grm. Wasser.	Temperatur.	Leitungsfähigkeit.	
		Beetz	Becker
56,5	20°	3433	5665
27,5		4612	5176

Endlich ist nach Horsford die Leitungsfähigkeit bei einem Salzgehalt von 7,287 Grm. (wasserfreies) Salz in 100 Cubikcentimetern bei 18 bis 20° C. gleich 2426; nach Beetz die einer Lösung, welche 7,18 Grm. Salz auf 100 Grm. der Lösung enthält, gleich 2387.

Jedenfalls stellt sich aus diesen Versuchen, ebenso wie aus den früheren mit Sicherheit heraus, dass die Leitungsfähigkeit λ der Lösungen durchaus nicht proportional ihrem Salzgehalt s zunimmt.

Wir glauben daher, eine Reihe von Bestimmungen von Marié Davy[1]) übergehen zu können, nach denen die Leitungfähigkeiten der Lösungen von Salzen und Säuren in Wasser der Formel $\lambda = a + bs$ entsprechen

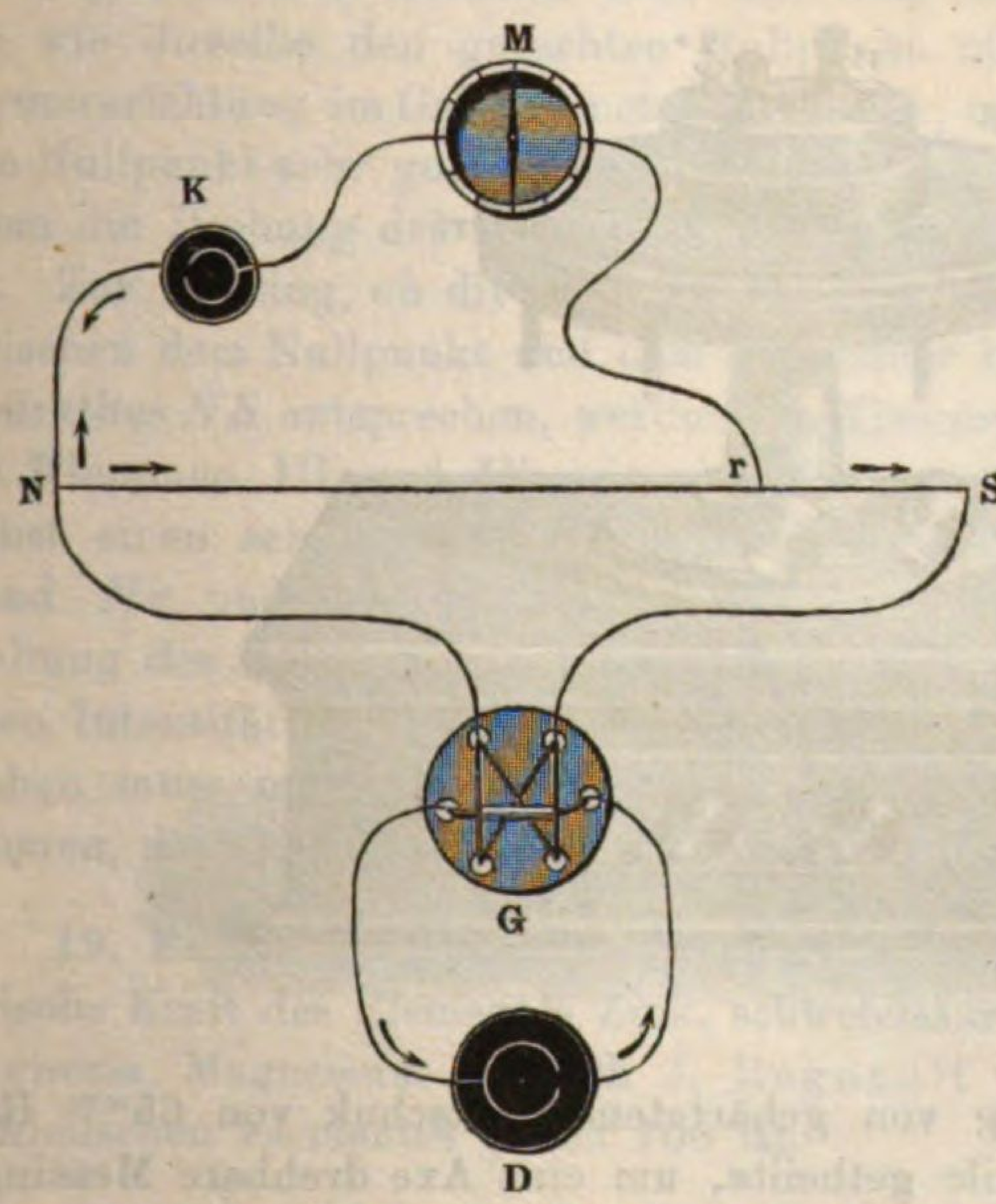
[1]) M. Davy, Compt. rend. T. LIV, p. 465. 1862.*

sollen, in der s den Gehalt der Lösung an wasserfreiem Salz angiebt, a und b Constante sind, von denen a die Leitungsfähigkeit des Wassers für sich wäre. Auf die Behauptungen, dass die Leitungsfähigkeit eines Salzes mit der Grösse der Verwandtschaft seiner Elemente zunehmen soll u. s. f., gehen wir deshalb ebenfalls nicht näher ein.

18. Zu Thl. I, §. 124. Methode zur Bestimmung der elektromotorischen Kraft. Eine sehr zweckmässige Abänderung der Poggendorff'schen Compensationsmethode ist von E. du Bois-Reymond [1]) angegeben worden. Bei derselben wird nicht nur, wie bei jener Methode, der die Nebenschliessung bildende Drath, sondern zugleich auch der die Normalkette enthaltende Schliessungszweig, und zwar in entgegengesetztem Sinne wie jener, abgeändert.

Es sei D (Fig. 382) die Normalkette, welche durch einen Gyrotrop G mit dem Rheostatendrath NS verbunden ist, gegen den ein metallener Steg r schleift (vergl. Thl. I, §. 90, Fig. 70). Das Ende N des Drathes, so wie Steg r werden mit den Enden der Leitung verbunden, welche die zu untersuchende Kette K und das Galvanometer M enthält [2]). Durch den Gyrotrop wird die Richtung des Stromes von D so gewendet, dass derselbe dem durch K erzeugten Strom in $NKMr$ entgegenfliesst, und Steg r so lange verschoben, bis das Galvanometer M angiebt, dass im Zweige $NKMr$ kein Strom mehr vorhanden ist. Bezeichnen wir die elektromotorische Kraft der Kette D mit E, die der Kette K mit K, den Widerstand des Zweiges $NKMr$ mit m, des Zweiges Nr mit λ, den Widerstand von NS mit L, von NDS mit W, und setzen $L + W = C$, so erhalten wir die Intensitäten der durch beide Ketten im Zweige $NKMr$ erzeugten Ströme gleich:

Fig. 382.



[1]) E. du Bois-Reymond, Abhandl. der Berl. Akad. 1862. S. 707.* — [2]) Dieselbe Vorrichtung, welche von E. du Bois-Reymond mit dem Namen Compensator belegt wird, mit Fortlassung der Kette K, kann bei Verstellung des Steges r sehr bequem dazu dienen, beliebige Theile des Stromes der Kette E in den das Galvanometer enthaltenden Theil der Leitung abzuzweigen.

$$\frac{E\lambda}{\lambda C + mC - \lambda^2} \text{ und } \frac{KC}{\lambda C + mC - \lambda^2}.$$

Heben beide Ströme also einander auf, so ist:

$$K = E\frac{\lambda}{C}.$$

Bleibt der Widerstand C bei verschiedenen Messungen constant, so ist also die elektromotorische Kraft K der Länge λ direct proportional. Bei Anwendung der Methode von Poggendorff würde eine complicirtere Rechnung anzustellen sein. Selbstverständlich muss bei diesen Messungen die elektromotorische Kraft E der Normalkette grösser sein, als die der Kette K.

Für genauere Messungen dieser Art hat Halske nach den Angaben von E. du Bois-Reymond ein sehr bequemes Instrument, Fig. 383,

Fig. 383.



construirt. Um einen Ring von gehärtetem Kautschuk von 65^{mm} Radius, der eine in 1000 Theile getheilte, um eine Axe drehbare Messingscheibe umgiebt, ist der den Drath NS der obigen Combination ersetzende 1^{mm} dicke Platindrath $Nr'S$ gelegt. Seine Enden sind mit den in der Mitte der Scheibe aufgestellten Metallklötzchen v, δ verbunden, die durch Stöpsel 1* und 2* mit den Metallklötzen 1 und 2 in Verbindung gebracht werden können. Letztere sind durch Dräthe, welche durch die hohle Axe des Instrumentes geführt sind, mit den an dem Fussgestell des Apparates angebrachten Klemmen I und II verbunden, in welche die Zuleitungsdräthe des, mit der Normalkette in Verbindung stehenden Gyrotrops eingeschraubt werden. Nahe bei N ist der Drath NrS über einen scharfen Platinsteg O gezogen, welcher letztere durch einen isolirten, gleichfalls durch die Axe

des Apparates gehenden Drath mit der Klemme III verbunden ist. Eine Klemme IV steht durch eine Metallfeder mit dem Platinröllchen r in Verbindung, welches durch die Feder gegen den Drath NS gegengedrückt wird. Die Klemmen III und IV vermitteln die Verbindung mit dem, die zu untersuchende Kette und das Galvanometer enthaltenden Zweige. Die Drehung der den Drath NS tragenden Scheibe wird vermittelst einiger unterhalb eingesetzter Metallstäbchen durch einen, über dem Röllchen r befindlichen Zeiger abgelesen. Diese Drehung kann durch die Schraube g gehemmt, und dann durch die Schraube f die feinere Einstellung bewirkt werden. Man dreht nun die Scheibe so lange, bis das Galvanometer (ein Spiegelgalvanometer) keinen Strom anzeigt. Um den Nullpunkt der Theilung zu bestimmen, von dem aus Länge λ des die elektromotorische Kraft messenden Drathes NS zu nehmen ist, verbindet man die Klemmen III und IV mit einem Galvanometer, ersetzt die Normalkette durch eine stärkere Säule von etwa zwei Grove'schen Elementen, und dreht die Scheibe so lange, bis das Röllchen über den Steg O hinweg gegen N gelangt. So wie dieselbe den gesuchten Nullpunkt überschreitet, muss sich die Stromesrichtung im Galvanometer umkehren; und man kann auf diese Weise den Nullpunkt sehr gut feststellen und ein für allemal den Zeiger, an welchem die Drehung des Instrumentes abgelesen wird, auf denselben richten.

Zur Prüfung, ob die Widerstände wirklich der Länge Nr oder λ des zwischen dem Nullpunkt und dem Röllchen r befindlichen Theiles des Platindrathes NS entsprechen, werden die Klemmen I und II mit einer Kette, die Klemmen III und IV mit einem Galvanometer verbunden, welches selbst einen sehr grossen Widerstand darbietet, gegen den der Widerstand Nr und der der Hauptleitung verschwindet. Bei verschiedener Stellung des Röllchens r müssen sich dann die am Galvanometer beobachteten Intensitäten wie die Längen Nr verhalten [1]). Bei allen diesen Versuchen muss man die Widerstände der verschiedenen Zweige so gross nehmen, dass keine bedeutende Erwärmung des Drathes Nr eintritt.

19. Zu Thl. I, §. 136. Elektromotorische Kraft. Die elektromotorische Kraft des Elementes Zink, schwefelsaures Zinkoxyd, schwefelsaure Magnesia, Magnesium ist nach J. Regnault (l. c.) 81,0, wenn die des Daniellschen Elementes gleich 100 ist.

20. Zu Thl. I, §. 145. Galvanische Ketten. Amalgamiren der Zinkcylinder. Nach Berjot [2]) amalgamirt man die Zinkcylinder sehr bequem durch Eintauchen in eine Lösung von 200 Grm. Quecksilber in 1000 Grm. Königswasser, dem man 1000 Grm. Salzsäure hinzusetzt. Nach Schwarz [3]) würde man die Zinkplatten erst in verdünnte Schwefelsäure

[1]) Entspricht das Instrument dieser Bedingung, so kann man es umgekehrt auch nach der Methode von Petrina (Thl. II, §. 207) zur Graduirung eines Galvanometers verwenden. — [2]) Berjot, Compt. rend. T. XLVII, p. 273. 1858.* — [3]) Schwarz, Chem. Centralblatt. 1862. Nr. 14. S. 223:* Dingl. Journ. Bd. CLXIII, S. 397.

tauchen, dann das Quecksilber mit einer in die Säure eingetauchten Kratzbürste von Messingdräthen aufbürsten.

21. Zu Thl. I, §. 149. Daniell'sche Kette. Strache[1]) verwendet in der Daniell'schen Säule eine verdünnte Lösung von salpetersaurem Kupferoxyd und concentrirte Kochsalzlösung. Das gelöste Zink verbindet sich mit der aus dem Kupfersalz ausgeschiedenen Säure zu unlöslichem basisch salpetersauren Zinkoxyd, welches niederfällt.

Remak[2]) baut eine Säule für medicinische Zwecke in der Art auf, dass er mehrere 3 bis 4 Zoll im Durchmesser haltende Zink und Kupferschälchen übereinander schichtet, zwischen jedes Paar derselben ein Schälchen von porösem Thon legt und dieses auf beiden Seiten mit Lappen von Wolle bedeckt, die resp. mit verdünnter Schwefelsäure und Kupfervitriollösung getränkt sind.

22. Zu Thl. I, 148, 155 u. folgd. Kohlenzinkelemente. Die Cylinder von Bunsenscher Kohle enthalten oft in Folge des Schwefelkiesgehaltes der Steinkohle, aus der sie geformt werden, eine gewisse Menge von Schwefeleisen $Fe_7 S_8$. Für sich entwickeln sie dann in verdünnten Säuren kein Schwefelwasserstoffgas, wohl aber, wenn man sie in denselben mit einer amalgamirten Zinkplatte zu einem galvanischen Element verbindet. Der Grund hiervon ist nach Meidinger folgender: Schwefeleisen, $Fe_7 S_8$, erhalten durch Glühen von Schwefelkies oder durch Zusammenschmelzen von Schwefel und Eisen, wird von concentrirter Salpetersäure nicht angegriffen, indem es wahrscheinlich in derselben in ähnlicher Weise passiv wird, wie reines Eisen; wohl aber löst es sich in verdünnter Schwefelsäure und Salzsäure auf. Mit der negativeren Kohle zu einem Element in diesen Säuren combinirt, löst es sich nicht, da hier Sauerstoff an demselben auftritt und es passiv macht. Ist daher das Schwefeleisen in Kohle eingesprengt, so entwickelt dieselbe beim Einsenken in die verdünnten Säuren keinen Schwefelwasserstoff. Wird die Kohle in denselben mit Zink zu einem Element zusammengesetzt, so entwickelt sich jetzt an der Kohle Wasserstoff. Dieser verhindert die durch den Localstrom zwischen Kohle und Schwefeleisen an letzterem auftretende Sauerstoffentwicklung, verbindet sich mit einem Atom des Schwefels in dem Schwefeleisen zu Schwefelwasserstoff, und die übrigbleibenden 7 FeS lösen sich nun ohne Abscheidung von Schwefel in der verdünnten Säure auf[3]).

In ähnlicher Weise wie das Schwefeleisen $Fe_7 S_8$ werden bei Verbindung mit Zink zu einem Element in verdünnten Säuren die sonst unlöslichen, ziemlich gut leitenden Doppeltschwefeleisen-Verbindungen: krystallisirter Schwefelkies, nierenförmiger Wasserkies, Strahlkies unter langsamer

[1]) Strache, Dingl. Journ. Bd. CLX, S. 118. 1861.* — [2]) Remak, Compt. rend. T. LV, p. 697. 1862.* — [3]) Meidinger, Dingl. Journ. Bd. CXLVIII, S. 360. 1858.

Schwefelwasserstoffentwicklung gelöst. Derber Schwefelkies und krystallisirter Strahlkies leiten die Elektricität nicht, werden deshalb auch hierbei nicht gelöst.

Auch die in Schwefelammonium unlöslichen, aus sauren Lösungen durch Schwefelwasserstoff gefällten Schwefelmetalle, ebenso die natürlichen Schwefelkupferverbindungen und Bleiglanz sind Leiter der Elektricität. Bei Combination mit Zink zu einem Element in verdünnten Säuren werden sie durch den elektrolytischen Wasserstoff vollständig zu Metall reducirt.

Walker[1]) überzieht die Bunsensche Kohle zu ihrem Gebrauch in den einfachen, mit verdünnter Schwefelsäure gefüllten Kohle - Zinkelementen mit Platin, indem er sie einige Zeit als negative Elektrode in einer Lösung einiger Krystalle von Chlorplatin in einem Gemenge von 1 Thl. Schwefelsäure in 10 Thln. Wasser verwendet.

Worlée[2]) verkupfert bei derselben Anwendung der Kohlencylinder ihre oberen, mit Wachs getränkten Enden galvanoplastisch, um hierdurch eine bessere Verbindung mit der übrigen Leitung herstellen zu können.

Renoux und Salleron[3]) setzen ebenfalls die Bunsenschen Kohlencylinder zugleich mit dem Zinkcylinder in verdünnte Schwefelsäure ($^1/_5$ — $^1/_6$); sie bringen in dem Kohlencylinder eine Höhlung an, aus der seitlich kleine Löcher durch den Cylinder hindurchgehen, und füllen dieselbe mit chlorsaurem Kali. Die Kette soll sehr constant sein.

v. Waltenhofen[4]) wendet in der Bunsen'schen Kette statt der Salpetersäure 1 Raumtheil käufliche Salpetersäure mit 2 Raumtheilen Nordhäuser Schwefelsäure an. Die elektromotorische Kraft ist dann 1,89 D der Daniell'schen Kette; wird dieselbe Flüssigkeit in der Grove'schen Kette angewandt, so ist die elektromotorische Kraft 1,78 D. Bei Anwendung von englischer Schwefelsäure ist die elektromotorische Kraft bei beiden Ketten 1,78 und 1,77 D; bei Anwendung von käuflicher Salpetersäure nur 1,67 und 1,67 D, und von salzsaurer Salpeterlösung (nach Dering) 1,68 und 1,65 D.

Bacco[5]) wendet wie Guiguet und Buff statt der Salpetersäure in der Bunsen'schen Kette eine Eisenoxydlösung an, welche erhalten wird durch Auflösen von Eisenvitriol in heissem Wasser unter Zusatz von 1 Aeq. Schwefelsäure auf je 2 Aeq. des Salzes ($^1/_6$ des Gewichtes desselben) und allmäliger Beifügung kleiner Mengen Salpetersäure zu der siedenden Lösung, bis keine rothe Dämpfe mehr entweichen. (In Betreff der elektromotorischen Kraft vergl. §. 159.)

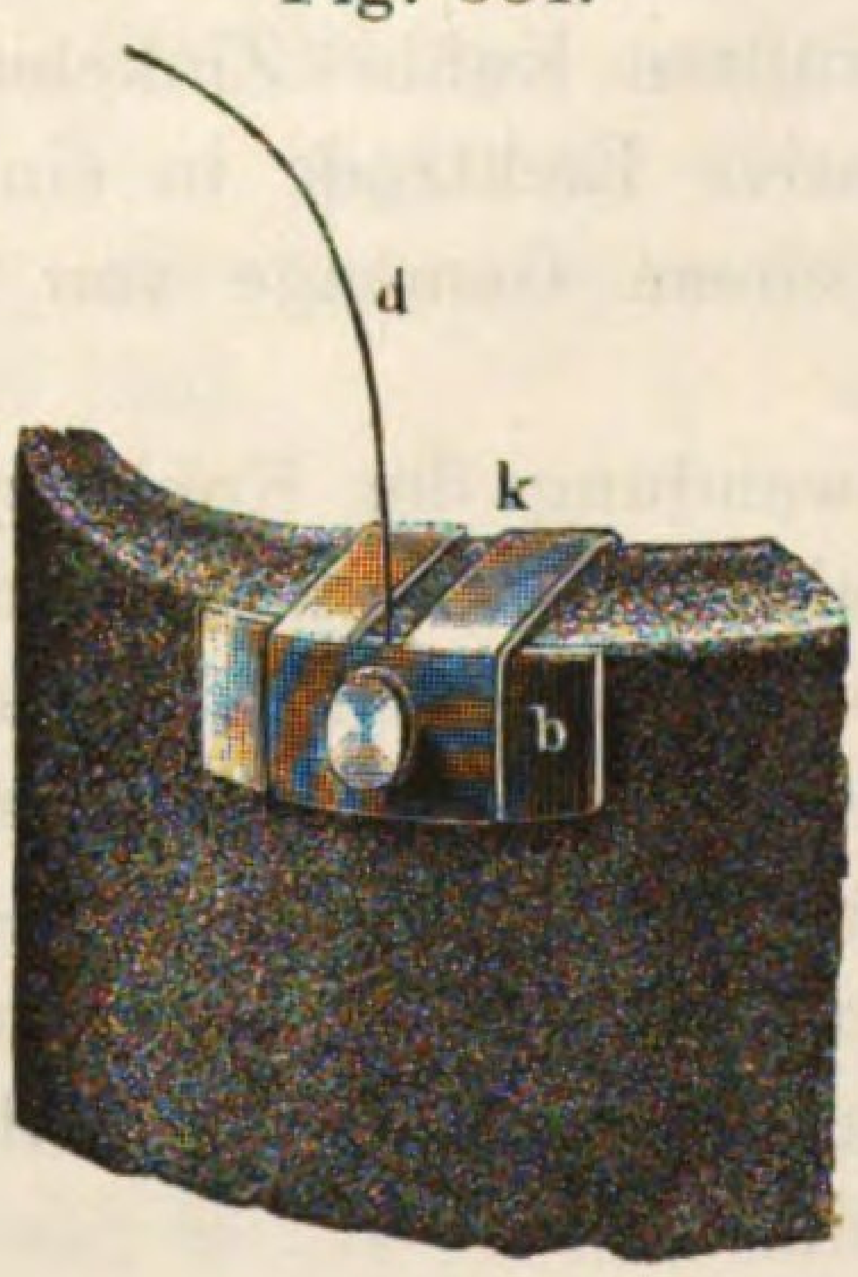
Guyard[6]) giesst die in den Bunsen'schen Elementen gebrauchte Salpetersäure auf Kalk und gewinnt aus dem gebildeten salpetersauren

1) Walker, Phil. Mag. p. 73. 1859 (Juli); Arch. N. S. T. V, p. 262. — 2) Worlée, Dingl. Journ. Bd. CLX, S. 156. 1861.* — 3) Renoux und Salleron, Compt. rend. T. XLVIII, p. 122. 1859.* — 4) v. Waltenhofen, Dingl. Journ. Bd. CLXIII, p. 427. 1862.* — 5) Bacco, Le Technologiste 1861. p. 78; Dingl. Journ. Bd. CLX, S. 75. 1861.* — 6) Guyard, Compt. rend. T. LIII, p. 1125. 1861.*

Kalk Salpeter. Der in den Elementen gebildete Zinkvitriol wird mit 72 Theilen Kochsalz calcinirt; es bildet sich schwefelsaures Natron und Zinkchlorid, welche man durch Abdampfen von einander trennen kann.

Eine sehr zweckmässige Verbindung der Bunsen'schen Elemente zur Säule ist von v. Babo angegeben worden. An die Zinkcylinder ist ein Drath *d* (Fig. 384) angelöthet, welcher an seinem freien Ende ein nach der Krümmung der Kohlencylinder gebogenes (etwa 1^{mm} starkes) Kupferblech *b* von etwa 2 bis 3$^{ctm.}$ Breite und 1 bis 2$^{ctm.}$ Höhe trägt. Das Blech an jedem Zinkcylinder wird von aussen gegen den Rand des Kohlencylinders des folgenden Elementes gegengelegt und durch eine mit einem Schlitz zum Durchlassen des Drathes versehene Klemmschraube *k* von starkem Kupferblech, von der Gestalt der Fig. 384, gegen den Kohlencylinder gegengedrückt. Das Kupferblech am Zinkcylinder lässt sich sehr leicht reinigen. — Man kann vermittelst dieser Methode sehr schnell eine sichere Verbindung zwischen den einzelnen Elementen herstellen, und dieselbe wieder lösen.

Fig. 384.



23. Zu Thl. I, §. 160 Thomsen's Element. Thomsen[1]) setzt ein Element aus Kupfer in verdünnter Schwefelsäure ($^1/_4$) und Kohle in einem Gemenge von zweifach chromsaurem Kali, Schwefelsäure und Wasser zusammen. Die Indifferenz des Kupfers gegen die dasselbe umgebende Säure vor dem Schliessen der Kette und die Geruchlosigkeit sollen das Element empfehlen; indess ist die elektromotorische Kraft nur $^9/_{10}$ von der des Daniell'schen Elementes.

24. Zu Thl. I, §. 161. Kette mit schwefelsaurem Bleioxyd. Worlée[2]) füllt die Thonzellen nach Becquerel's Vorgang mit einem Gemenge von schwefelsaurem Bleioxyd. Er fügt dazu $^1/_8$ Volumtheile Kochsalz, senkt eine Bleiplatte hinein und umgiebt das Ganze in einem Glase mit einem Zinkcylinder. Als erregende Flüssigkeit wendet er beiderseits concentrirte Kochsalzlösung an. Das Kochsalz, welches dem Bleisulfat zugesetzt wird, dient dazu, das reducirte Blei locker zu erhalten, dass man es leicht entfernen kann.

25. Zu Thl. I, §. 167. Gyrotrop. Bothe hat einen recht bequemen Apparat zu verschiedenartigen Combinationen mehrerer Elemente neben oder hintereinander[3]) beschrieben.

1) J. Thomsen, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 192. 1860.* — 2) Worlée, Dingl. Journ. Bd. CLXIII, S. 108. 1862.* — 3) Bothe, Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 383. 1860.*

26. Zu Thl. I, §. 184. Veränderung des Platins als Elektrode. Platinplatten, welche in verdünnter Schwefelsäure, Salpetersäure, Essigsäure, Weinsäure, in Lösungen von Alkalisalzen als positive Elektrode gedient haben, erlangen dadurch die Fähigkeit, die langsame Verbrennung des Knallgases zu Wasser, viel schwächer auch die Verbindung von Stickoxyd und Wasserstoff oder Stickstoff und Wasserstoff einzuleiten. Als negative Electrode erlangen sie diese Eigenschaft viel schwächer. Sie bewahren sie selbst nach dem Abwaschen mit Wasser, Abtrocknen und schwachem Glühen und nach längerem Verweilen in sauren und alkalischen Lösungen. Geringe Beimengungen, namentlich von ölbildendem Gas und auch von Kohlensäure, Schwefel- und Phosphorwasserstoff, Schwefelkohlenstoff und Aether zum Knallgase verzögern die Wirkung. Dieselbe scheint nur durch eine Reinigung der Platten von den ihnen anhängenden Oberflächenschichten vermittelst der Elektrolyse bedingt zu sein, da man den Platten die gleiche Eigenschaft auch durch mechanische Reinigung ertheilen kann. Gold- und Platinplatten verhalten sich ähnlich [1]).

27. Zu Thl. I, §. 200. Elektrolyse geschmolzener Stoffe. Das Magnesium lässt sich sehr bequem in kleineren Mengen darstellen, indem man in das Rohr einer irdenen Pfeife einen Eisendrath einschiebt, so dass er noch 1 bis 2 Linien in den Kopf derselben hineinragt. Man schmilzt in dem Kopfe ein Gemenge von gleichen Gewichten Chlorkalium und Chlormagnesium und senkt in dasselbe ein Stück Bunsenscher Kohle, welche mit dem positiven Pol der Säule verbunden ist, während der Eisendrath als negative Elektrode dient. Das sich an letzterem bildende Magnesium ist schwerer als die geschmolzene Salzmasse und setzt sich daher an dem unteren Theil des Pfeifenkopfes ab.

Kalium erhält man am besten bei der Elektrolyse von Cyankalium, wobei man eine dünne Kohlenplatte als positive, ein zugespitztes Graphitstäbchen (aus einem Bleistift) als negative Elektrode einer Säule von 3 bis 4 Bunsenschen Elementen benutzt. Die Hitze wird so gemässigt, dass die Oberfläche des Salzes erstarrt, so dass das reducirte Metall mit der Luft nicht in Berührung kommt [2]).

Bei der Zersetzung von geschmolzenem Borax erhält man an der positiven Elektrode Sauerstoff, an der negativen Kügelchen von Natrium, welche verbrennen, und secundär reducirtes Bor. — Ebenso zeigt sich das Radical der Säure anderer geschmolzener alkalischer Salze secundär an der negativen Elektrode [3]).

Salicin zerfällt durch einen Strom von 400 Elementen zuerst in Zucker und Saligenin, welches sodann zu salicyliger und Salicylsäure oxydirt wird; Picrotoxin bleibt unverändert, krystallisirte Essigsäure zersetzt sich sehr langsam unter Absonderung von Kohle; absoluter Alkohol

[1]) Faraday, Ex. Res. Ser. VI.* — [2]) Linnemann, Erdmann's Journ. Bd. LXXIII, S. 415; Bd. LXXIV, S. 185. 1858.* — [3]) Girardin, Compt. rend. T. LIII, p. 727. 1861.*

und Aether, Terpentinöl, Valeriansäure, Borsäureanhydrid, Schwefelkohlenstoff, Amylalkohol zeigen keine Wirkung; Kieselsäure, pulverförmig in einem Platintiegel erhitzt, zeigt nach Einwirkung des Stromes ein Verpuffen, und der Boden des Tiegels, welcher als negative Elektrode dient, wird durchbohrt, vermuthlich durch Bildung von Silicium. Trockenes Antimonoxyd und Antimonoxychlorid zersetzt sich nicht, wohl aber Zinkoxyd (bei starker Wärme) und Schwefelantimon (unter Absatz von Schwefel an der positiven Elektrode); Realgar nur bei Anwendung von 260 Elementen; die Producte Schwefel und Arsen verbrennen [1]).

Auch geschmolzene Legirungen sollen in Folge eines elektrolytischen Processes beim Durchleiten des Stromes unhomogen werden. So wird nach Girardin [2]) Schnellloth (Zinn und Blei) an der positiven Elektrode nach dem Erkalten brüchig, an der negativen weich.

Natriumamalgam soll an der positiven Elektrode nach dem Durchleiten des Stromes nicht mehr Wasser zersetzen, wohl aber an der negativen.

Eine Legirung von Kalium und Natrium soll beim Durchleiten des Stromes an beiden Elektroden fest werden. — Bei geringen Beimengungen eines Metalles *A* zu einem Metall *B* soll ersteres stets zur negativen Elektrode sich begeben (z. B. bei Amalgamen von Gold oder Wismuth).

Einen ähnlichen Process hat man zur Reinigung des Eisens anzuwenden versucht, indem man z. B. Eisenstäbe, wie sie zur Stahlfabrikation gebraucht werden, in Holzkohlen- und Kalkpulver mit Zusatz von Zinkfeilen einlegt, zum Dunkelrothglühen erhitzt und dann einen Strom hindurchleitet [3]). Zur Läuterung von Gussstahl soll hierbei das Metall in Fluss gebracht werden, und der Strom bis zum Erkalten hindurchgeleitet werden. — Nach Winkler würde man dabei als positive Elektrode ein Eisen- oder Manganerz, als negative Kohle anwenden. An ersterer sollten die oxydirbaren Bestandtheile des Eisens, Schwefel, Kiesel, Phosphor, oxydirt werden. — In ähnlicher Weise sollten aus Blei, Zink, Kupfer alle oxydirbaren Bestandtheile abgeschieden werden. — Winkler [4]) schlägt vor, die auf dem Eisen im Hohofen schwimmende Schlacke mit dem positiven, das Eisen unter derselben mit dem negativen Pol der Säule zu verbinden. Dann würde auch secundär die Wirkung der am Eisen abgeschiedenen Ionen der Schlacke seine Reinigung bewirken können.

28. Zu Thl. I, §. 197, 206, 207. Elektrolyse von Kupferlösungen. Giebt man bei der Zersetzung von Lösungen von schwefelsaurem Kupferoxyd der negativen Elektrode eine sehr grosse Oberfläche, so findet auf derselben ein geringerer Absatz von Kupfer statt, als auf einer kleinen Elektrode [5]). Die Ursache liegt in einer Auflösung von Kupfer in

[1]) Tichanowitsch (und Lapschin), Chem. Centralbl. 1861. Nr. 38. S. 613.* Bullet. de St. Petersbourg T. IV, p. 80. — [2]) Girardin, Compt. rend. T. LIII, p. 727. 1861.* — [3]) Wall und Black, Dingl. Journ. Bd. CXXIX, S. 420. 1853;* vergl. auch Fleury, ibid. Bd. CLXII, S. 314. 1861,* Winkler, ibid. Bd. CLXI, S. 305. 1861.* — [4]) Ibid. Bd. CLXIII, S. 188. 1862.* — [5]) Jacobi, Bullet. de St. Petersbg T. IX, p. 333. 1855.*

der Lösung unter Bildung von Oxydulsalz, wenn das Kupfer in geringer Dichtigkeit an der Elektrode erscheint. Bei vollkommen neutralen Lösungen, die z. B. längere Zeit mit Kupferoxyd digerirt und so concentrirt sind, dass sich während der Elektrolyse keine freie Säure bildet, zeigt sich nach Dupré [1]) diese Anomalie nicht. — In ähnlicher Weise löst auch Lösung von Kupfervitriol langsam schon bei gewöhnlicher Temperatur geringe Kupfermengen auf. Es ist daher durchaus kein Grund vorhanden, diese Erscheinung von einer besonderen, metallischen Leitung des Stromes durch die Lösung abzuleiten. — Um den hieraus entstehenden Fehlerquellen bei der Messung der Stromintensität mit Hülfe eines Kupfervitriolvoltameters zu entgehen, schlägt Jacobi vor, als Maass der Stromintensität die an der positiven Elektrode gelöste Kupfermenge zu verwenden. Da indess auch an dieser secundär Kupfer aufgelöst werden könnte, ist es nach Perrot [2]) zweckmässiger, in dem Voltameter zwei gleich grosse Kupferplatten als positive und negative Elektrode zu verwenden, und als Maass der Intensität das Mittel aus dem Gewichtsverlust der ersteren und dem Gewinn der letzteren zu nehmen. Indess dürften auch hier in Folge der molecularen Verschiedenheiten zwischen dem an der negativen Elektrode elektrolytisch abgeschiedenen Kupfer und dem Kupfer der positiven Elektrode kleine Fehler unvermeidlich sein. Bei Anwendung des Silbervoltameters dürften dieselben umgangen werden.

Die von mir (Thl. I, §. 207) beobachtete Verunreinigung des aus essigsaurem Kupferoxyd niedergeschlagenen Kupfers mit Kupferoxyd oder Kupferoxydul ist von Dupré auch bei der Zersetzung von Lösungen von ameisensaurem, weinsteinsaurem, apfelsaurem, auch von verdünnten Lösungen von salpetersaurem Kupferoxyd beobachtet worden.

29. Zu §. 208. Kupferrothes Blei. Bei der Elektrolyse einer Auflösung von reinem salpetersaurem Bleioxyd färben sich zuweilen nach mehrstündigem Hindurchleiten des Stromes die an der negativen Elektrode abgeschiedenen Bleiblättchen kupferroth, sowohl in heissen wie in kalten, in sauren wie in neutralen Lösungen, bei starken und schwachen Strömen, ohne dass jedoch die ganze abgeschiedene Bleimasse roth würde. Die genaueren Bedingungen der Erscheinung sind noch nicht festzustellen. Auch beim Waschen mit Wasser und Alkohol und beim Trocknen an der Luft bewahren die Bleiblätter ihre Kupferfarbe und ihren Glanz. In luftfreiem Wasserstoffgas bleiben sie bis über 200° unverändert. In Eisenchloridlösung werden sie bleigrau. Die Blätter sind vielleicht eine allotrope Modification des Bleies, vielleicht auch ein Wasserstoffblei [3]).

30. Zu Thl. I, §. 209. Elektrolyse einer Lösung von kieselsaurem Kali. Lösung von kieselsaurem Kali, in einem durch ein porö-

[1]) Dupré, Arch. T. XXXV, p. 99. 1857.* — [2]) Perrot, Compt. rend. T. XLIX, p. 37. 1859;* Archives N. S. T. V, p. 267.* — [3]) Wöhler, Ann. der Chem. und Pharm. Supplementbd. II, S 135. 1862.*

ses Diaphragma getheilten Gefässe elektrolysirt, setzt an der positiven Elektrode glasartige und opalisirende Kieselsäure ab, welche getrocknet Glas ritzt und in kleine Stücke zerfällt. Sie enthält 13,02% Wasser, während das Hydrat SiO_3, HO 16,2% Wasser enthält [1]).

Dieselbe Lösung, mit einer positiven Elektrode von Aluminium zersetzt, giebt an derselben einen glasigen Absatz, der beim Trocknen zerfällt und selbst Quarz ritzt. Er enthält 69,7% Thonerde, 12,3% Kieselsäure, 18% Wasser, und ist vielleicht ein Gemenge von Kieselsäurehydrat und Thonerdehydrat (Al_2O_3, HO).

31. Zu Thl. I, §. 213. Reduction von Eisen, Nickel, Kobalt u. s. f. aus Lösungen. Aus concentrirten Lösungen von reinem schwefelsaurem Eisenoxydul hat Stammer [2]) unter Anwendung einer Kupferplatte als negative, einer Platte von Schmiedeeisen als positive Elektrode bei einer gewissen Stromesdichtigkeit feste, silberweisse Platten von Eisen erhalten, die sich vollständig nach der negativen Electrode abformten. Der durch Säuren aus diesem Eisen entwickelte Wasserstoff war geruchlos; enthielt aber sehr geringe Mengen Kohlenstoff. Bei anderen Stromesdichtigkeiten erhielt Stammer ein schwammiges Eisen. Ebenso hat Krämer [3]) aus Eisenchloridlösung nur schwammiges, bleigraues Eisen erhalten, welches sich leicht zusammenpressen lässt.

Feste Eisenmassen erhält man nach Böttger [4]) auch, wenn man eine Lösung von 2 Gewichtstheilen Eisenvitriol und 1 Gewichtstheil Salmiak unter Anwendung einer positiven Elektrode von Eisen elektrolysirt. Man erhält dieselben schon beim Einsenken eines Zinkstabes in die erhitzte Lösung. Die Massen schliessen sich genau der Form der negativen Elektrode an und sind sehr spröde. Sie enthalten immer eine kleine Quantität Stickstoff (über $1\frac{1}{2}$ Proc.).

Wird bei der Zersetzung einer salmiakhaltigen Eisenlösung der Strom sehr dicht genommen, wendet man also eine kleine negative Elektrode (einen Drath) an, so entwickelt sich Wasserstoff, und man kann das reducirte Metall schwammig erhalten. Es haucht dann noch lange nach dem Trocknen Ammoniak aus und entwickelt, in Wasser geschüttet, Wasserstoffgas. Die Verbindung würde den Nitrogureten Grove's (§. 211) nahe stehen. Meidinger [5]) hält sie für Ammoniumeisen. Der Eisenniederschlag würde indess höchstens $1\frac{1}{2}$ Procent Ammonium enthalten.

Aus ammoniakalischer oder alkalischer Lösung von Chlorkobalt erhält man durch schwache Ströme weissglänzendes metallisches Kobalt. Man muss hierbei durch Zusatz von Ammoniak oder Anwendung einer positiven Elektrode von Kobalt die Lösung neutral erhalten [6]).

[1]) Becquerel, Compt. rend. T. LIII, p. 1196. 1861.* — [2]) Stammer, Dingl. Journ. Bd. CLXI, S. 303. 1861.* — [3]) Krämer, Dingl. Journ. Bd. CLX, S. 444. 1861.* — [4]) Böttger, Pogg. Ann. Bd. LXVII, S. 117. 1846.* — [5]) Meidinger, Dingl. Journ. Bd. CLXIII, S. 283. 1862.* — [6]) Becquerel und E. Becquerel, Compt. rend. T. LV, p. 18. 1862.*

Ebenso erhält man aus ammoniakalischer Nickellösung Nickelmetall von glänzend weissgrauer, schwach gelblicher Farbe. Man kann so diese Metalle in Form von Medaillen u. s. f. erhalten. Da eine Analyse nicht angestellt ist, so könnten auch diese Niederschläge Stickstoff enthalten.

Aus einer sehr concentrirten, neutralen Goldchloridlösung erhält man mit einer positiven Elektrode von Gold bei sehr wenig dichten Strömen ebenfalls solides Gold in der Form der negativen Elektrode. Es bedarf also nicht alkalischer Lösungen zur Abscheidung desselben in dieser Form (Thl. I, §. 226). Dasselbe Verhalten zeigt Silber. Platin erhält man schwierig massiv, und zwar nur aus ganz neutralen und concentrirten Salzlösungen.

32. Zu Thl. I, §. 216. Elektrolyse von Albuminlösungen. Albumin wird aus sauren Lösungen an der negativen, aus alkalischen an der positiven Elektrode abgeschieden, jedoch nur, wenn die Lösungen keinen Ueberschuss an Säure oder Alkali enthalten. Aus Hühnereiweiss scheidet sich das Eiweiss coagulirt an der positiven Elektrode ab; an der negativen fällt gallertartiges Alkalialbuminat. Aus vollkommen neutralisirtem Blutserum fällt das Albumin an der positiven Elektrode. Aus Albuminlösungen, welche schwefelsaure, phosphorsaure, salpeter- und chlorwasserstoffsaure Salze enthalten, scheidet sich das Albumin viel massenhafter, aus solchen, die kohlensaure oder kaustische Alkalien enthalten, nur langsam ab [1]).

33. Zu Thl. I, §. 217. Elektrolytische Bildung von Siliciumwasserstoff. Wird kieselhaltiges Aluminium in Lösungen von Kochsalz, Chlorammonium, Mangan- oder Eisenchlorür, auch Chloraluminium und Salzsäure als positive Elektrode verwendet, so löst es sich auf, und es entweicht an demselben Wasserstoffgas, welches mit selbstentzündlichem Siliciumwasserstoff gemengt ist.

Jedenfalls ist hier die Entwickelung der beiden Gase eine secundäre; es ist die an der negativen Elektrode entwickelte Wasserstoffmenge viel (etwa 4mal) grösser als die an der positiven Elektrode entwickelte, auch löst sich an letzterer mehr als die äquivalente Menge Aluminium auf, vermuthlich in Folge der Bildung eines basischen Chloraluminiums, indem ein Theil des Aluminiums gleichzeitig mit der elektrolytischen Bildung des Aluminiumchlorürs Wasser zersetzt unter Bildung von Thonerde und Wasserstoff. Das dem Aluminium beigemengte Silicium bildet dann ebenfalls zum Theil Siliciumwasserstoff; ein anderer Theil desselben fällt neben der gelösten Elektrode zu Boden [2]).

[1]) Golding Bird, Erdmann's Journ. Bd. X, S. 310. 1837;* Wittich, Erdm. Journ. Bd. LXXIII, S. 18. 1858;* vergl. auch Brande, Phil. Trans. 1809. S. 373; Gilb. Ann. Bd. LXIV, S. 348. — [2]) Wöhler und Buff, Ann. der Chem. und Pharm. Bd. CIII, S. 218. 1857.*

34. Zu Thl. I, §. 219. Elektrolyse von Salpetersäure mit Alkohol. In einem Gemenge von Salpetersäure und Alkohol wird nur die erstere durch den Strom zersetzt. Der Sauerstoff wird vollständig absorbirt. An der positiven Elektrode bildet sich Aldehyd und Essigäther und vielleicht Ameisenäther; an der negativen Elektrode erscheint kein Gas; es bildet sich Ammoniak und zusammengesetzte Ammoniakarten [1]).

35. Zu Thl. I, §. 232. Elektrolyse gemischter Lösungen. Will man aus einer Lösung ein messingähnliches Gemisch reduciren, so verwendet man in einer Cyankaliumlösung als positive Elektrode Kupfer, bis sich von demselben so viel gelöst hat, dass an der negativen Elektrode Kupfer erscheint. Nun ersetzt man die Kupferelektrode durch eine Zinkelektrode, bis an der negativen Elektrode sich ein Messingniederschlag von der richtigen Farbe zeigt. Dann ersetzt man die positive Elektrode durch ein Messingblech.

Aehnlich kann man Goldkupfer- und Goldsilbermischungen niederschlagen [2]).

36. Zu Thl. I, §. 185, 186, 220. Bewegungen des Quecksilbers und geschmolzener Metalle als Elektrode. Analog wie ein Quecksilbertropfen in verdünnter Säure oder Alkalien, durch welche ein Strom geleitet wird, verhält sich nach Gore [3]) auch geschmolzenes Wismuth oder Zinn, welches mit einer Schicht von geschmolzenem Chlorzink oder Cyankalium bedeckt ist. Die geschmolzene Salzmasse bewegt sich von der negativen zur positiven Elektrode im ersteren, umgekehrt im zweiten Falle.

Lässt man ebenso auf geschmolzenem Cadmium, Blei, Zinn ein Stückchen Cyankalium schmelzen, und dient das Metall als negative Elektrode, während die positive in das geschmolzene Salz taucht, so bemerkt man eine Ausbreitung des letzteren von der positiven Elektrode aus. — Auch über das Verhalten der Quecksilbertropfen in Lösungen hat Gore viele Versuche angestellt, die den schon l. c. mitgetheilten analog sind [4]).

Diese Bewegungen können sogar zur Entstehung von Tönen Veranlassung geben. Gore [5]) umgab in einem kreisförmigen Gefäss von Glas oder Guttapercha eine kreisförmige Masse von Quecksilber von 1 bis 3 Zoll Durchmesser mit einem Ringe von Quecksilber von $^1/_8$ bis $^1/_4$ Zoll Breite. Das Ganze wurde etwa $^1/_2$ Zoll hoch mit einer nicht allzu concentrirten Lösung von Cyankalium [besser noch einer Lösung von 1 Theil Cyansilber und 10 Theilen Kalihydrat in 132 Theile wässeriger Blausäure ($^1/_5$)] bedeckt, und sodann die mittlere Quecksilbermasse mit dem positiven, die ringförmige Masse mit dem ne-

[1]) D'Almeida und Dehérain, Compt. rend. T. LI, p. 214. 1860.* — [2]) Jacobi, Pogg. Ann. Bd. LXII, S. 230. 1844.* — [3]) Gore, Phil. Mag. [4] Vol. XIX, p. 149. 1860. — [4]) Aehnliche Beobachtungen wie die §. 185, 186 und 221 erwähnten sind auch von Wright (Phil. Mag. [4] T. XIX, p. 129. 1860*) angestellt worden. — [5]) Gore, Phil. Mag. [4] Vol. XXII, p. 555. 1861;* Vol. XXIV, p. 401 und 403. 1862;* Stokes, ibid. p. 404.*

gativen Pol einer Säule (zwei Grove'schen Elementen) verbunden. Sogleich zeigten sich scharfe Erhebungen und Windungen auf dem Ringe, die sich gegen die Mitte des Gefässes hinbewegten und zugleich zur Bildung eines Tones Veranlassung gaben, der bald aufhörte, indess bei zeitweiliger Umkehrung des Stromes und nachheriger Wiederherstellung seiner Richtung wieder hervortrat. Mit Zunahme des Widerstandes des Schliessungskreises bei mehreren kleineren Elementen wurden bei sonst gleichen Verhältnissen die Schwingungen breiter, der Ton tiefer; ebenso wenn in den Schliessungskreis eine Inductionsspirale eingeschaltet war; sie wurden enger, der Ton höher, wenn dieselbe mit einer in sich geschlossenen zweiten Spirale umgeben wurde. Gore glaubt hieraus ableiten zu können, dass der galvanische Strom aus elektrischen Vibrationen oder successiven Impulsen bestehe.

Es liegt indess viel näher, die Erscheinungen in der Weise zu deuten, dass, wenn durch die elektrolytischen Processe die Adhäsionsverhältnisse zwischen dem Quecksilber und dem Elektrolyt geändert werden, und das Quecksilber dadurch seine Gestalt verändert, der Leitungswiderstand des Schliessungskreises sich vermehrt. Je grösser hierbei die Verminderung der Stromintensität ist, und je schneller sie erfolgt, desto schneller wird das Quecksilber seine frühere Gestalt wieder annehmen, desto schneller werden also die Vibrationen erfolgen; so also wenn der Gesammtwiderstand des Schliessungskreises klein ist; ferner in dem Fall, dass bei der Veränderung des Widerstandes bei der Bewegung des Quecksilbers Inductionsströme im Schliessungskreise auftreten, die dem ursprünglichen Strom gleichgerichtet sind, also seine Schwächung langsamer erfolgt, wenn durch eine die Inductionsspirale umgebende geschlossene Nebenspirale der Verlauf der Inductionsströme verzögert wird. Die analogen Verhältnisse ergeben sich dann auch beim Einlegen eines Eisenkernes in die Inductionsspirale u. s. f.

37. Zu Thl. I, §. 243 bis 248. Elektrische Endosmose. Neuerdings haben Kühne[1]) und du Bois-Reymond[2]) die Fortführung der Flüssigkeiten durch den galvanischen Strom (elektrische Endosmose oder, nach du Bois-Reymond, die kataphorische Wirkung des Stromes) auf eine eigenthümliche Weise beobachtet. Bringt man zwischen die Platinelektroden einer starken Grove'schen Säule einen Muskel, so contrahirt er sich zuerst, sodann zeigt er wellenartige, schnell gegen die negative Elektrode fortschreitende Verdickungen und endlich an letzterer eine dauernde Anschwellung, welche beim Oeffnen des Stromes von derselben zurückweicht und bei Umkehrung des Stromes sich zur entgegengesetzten Elektrode bewegt. Diese Erscheinung ist durch die Fortführung der Flüssigkeit im Muskel in der Richtung des positiven Stromes bedingt.

[1]) Kühne, Reichert und du Bois-Reymond, Archiv. 1860. S. 542. — [2]) Du Bois-Reymond, Monatsber. der Berl. Akad. 1860. 20. Dec. S. 885.*

Zugleich treten dann noch Veränderungen der Muskelsubstanz an den Elektroden durch die elektrolytischen Processe ein.

In ähnlicher Weise hat du Bois-Reymond an einem zwischen die Elektroden gebrachten Eiweisscylinder eine Anschwellung an der negativen und eine Zusammenschnürung an der positiven Elektrode beobachtet, so dass der Cylinder in gewissen Fällen die Gestalt eines abgestumpften, an der kleineren Grundfläche wie eine Rakete gewürgten Kegels annimmt. Auch wenn der Cylinder zwischen Papierbäuschen als Elektroden liegt, die mit Flüssigkeiten getränkt sind, welche den Strom besser leiten als die Flüssigkeit im Eiweiss, zeigt sich die analoge Erscheinung (vergl. das Nähere in dem Nachtrag zu §. 296).

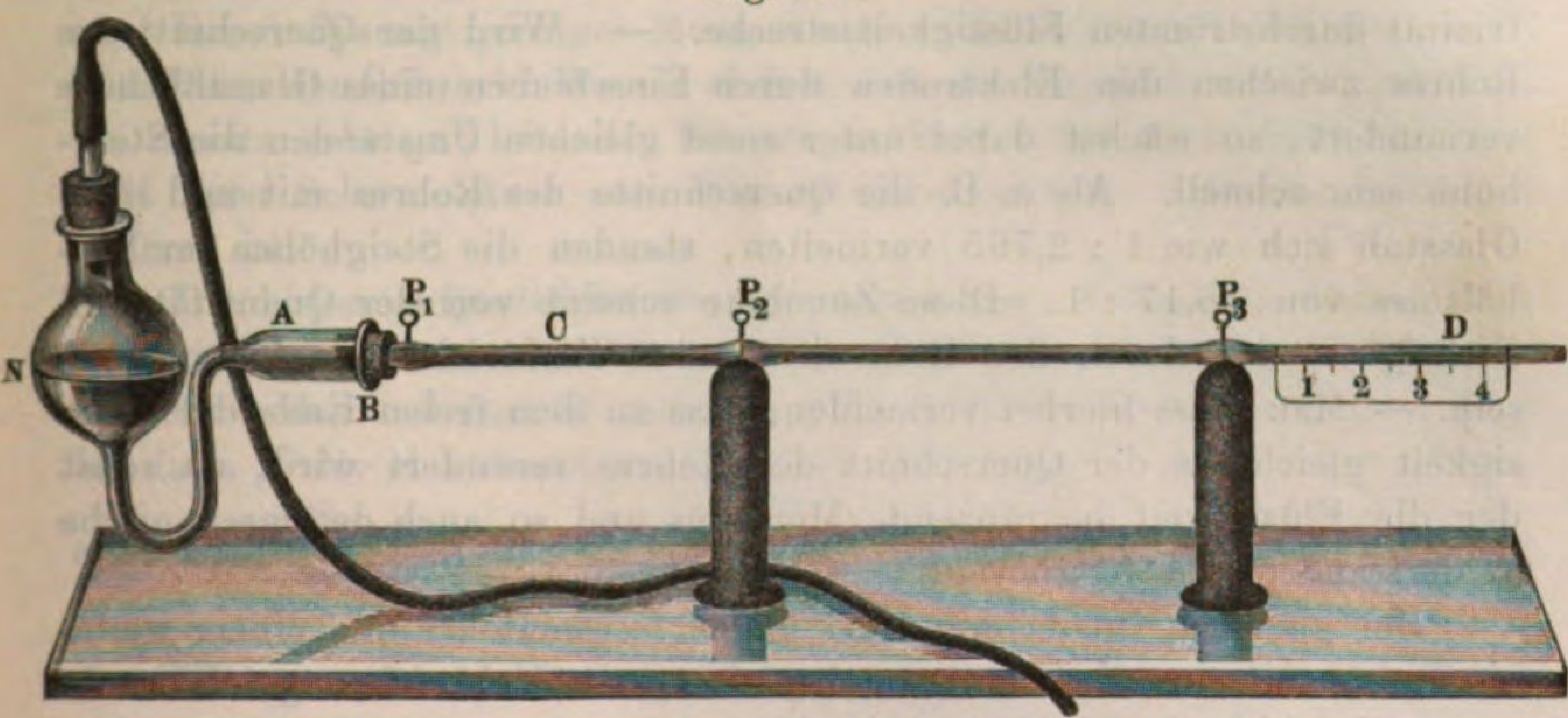
Die bisherigen Versuche über die Fortführung der Flüssigkeiten durch den galvanischen Strom hatten nur bei Anwendung von porösen Wänden zu positiven Resultaten geführt; dagegen war es bei Anwendung von Röhren, welche mit Flüssigkeiten gefüllt waren, beim Hindurchleiten eines galvanischen Stromes noch nicht gelungen, die Fortführung zu zeigen. Dennoch glaubte ich bei meinen Untersuchungen über diesen Gegenstand die porösen Wände nur als Systeme enger Röhren ansehen zu können, und die negativen Resultate auf die geringe Elektricitätsmenge schreiben zu dürfen, welche durch die benutzten galvanischen Ströme durch die Flüssigkeiten geführt wird. Diese Annahme war um so sicherer, als schon Armstrong[1]) eine Bildung eines continuirlichen Wasserstromes ohne poröse Wand unter Einfluss des Stromes einer Dampfelektrisirmaschine wahrgenommen hatte.

Er verband nämlich zwei mit Wasser gefüllte Spitzgläser, die in einem Abstand von 0,4 Zoll von einander aufgestellt waren, durch einen feuchten Seidenfaden. Bei Verbindung des einen Glases mit dem negativelektrischen Kessel, des anderen mit der Erde, strömte zuerst das Wasser über den Faden hinweg in Gestalt einer Wassersäule in der Richtung des positiven Stromes, während bald der Seidenfaden in das mit der Erde verbundene Glas, also in entgegengesetzter Richtung hinübergezogen wurde. Dann blieb das Wasser einige Secunden, bei anderen Versuchen sogar einige Minuten in Gestalt eines Bogens zwischen beiden Gläsern ausgestreckt. In dieser Zeit konnte indess keine Volumänderung der Flüssigkeit in den Gläsern wahrgenommen werden. Wurden Staubtheilchen auf die Oberfläche des Wassers gestreut, so zeigten diese einen doppelten Strom in demselben an, einen äusseren vom positiven zum negativen Glase, und einen inneren in umgekehrter Richtung [2]).

[1]) Armstrong, Phil. Mag. [3] Vol. XXIII, p. 199. 1843;* Pogg. Ann. Bd. LX, S. 355.* — [2]) Wenn Matteucci (Compt. rend. T. LI, p. 914. 1860*) die elektrische Endosmose nur als eine gewöhnliche Endosmose betrachtet, welche secundär durch die chemischen Veränderungen der Flüssigkeiten zu beiden Seiten des Diaphragmas hervorgerufen wird, die beim Hindurchleiten des Stromes durch Abscheidung von Alkalien und Säuren oder Gasen auftreten, so ist diese Annahme mit Hinblick auf die Gesetze der elektrischen Endosmose durchaus unhaltbar. Auch würde dann bei plötz-

Neuerdings hat Quincke[1]) diese Annahme bestätigt, indem er gezeigt hat, dass nicht nur bei Anwendung schwächerer Ströme von Reibungselektricität, sondern auch bei Anwendung von galvanischen Säulen von sehr grosser elektromotorischer Kraft in Capillarröhren die Ueberführung nach denselben Gesetzen erfolgt, welche ich für die porösen Wände gefunden. — Ein Glasrohr *CD* (Fig. 385), in welches bei P_1, P_2, P_3 Platindräthe eingeschmolzen waren, und das in einem Behälter *ABN* eingesetzt war,

Fig. 385.



diente zu vielen Versuchen. Das Glasrohr musste aus möglichst gut isolirendem Glase bestehen und sehr sorgfältig vor jedem Versuch durch Einsenken in concentrirte Schwefelsäure und Salpetersäure und Hindurchsaugen von heissem destillirten Wasser gereinigt und unter destillirtem Wasser aufbewahrt werden. Das Wasser löst mit der Zeit an den Wänden des Rohres etwas Glas auf und sein specifischer Widerstand nimmt ab, wodurch die Verhältnisse geändert werden können; deshalb muss auch das Rohr vor den Versuchen jedesmal durch Hindurchsaugen von frischem Wasser von Neuem gereinigt werden. — Stellt man das Rohr nun schwach geneigt auf, drückt vermittelst Einblasen in den an dem Behälter *ABN* angesetzten Kautschukschlauch das in letzterem befindliche Wasser in das Rohr *CD* hinein, bis es ein constantes Niveau angenommen hat, und verbindet zwei der Platindräthe *P*, sei es mit den Belegungen einer geladenen Leydener Flasche, sei es mit dem Conductor und dem Reibzeug einer in Thätigkeit befindlichen Elektrisirmaschine, so bewegt sich das Wasser im Sinne des positiv-elektrischen Stromes im Rohre, und man kann sein

licher Umkehrung der Richtung des galvanischen Stromes nicht plötzlich die Wanderung der Flüssigkeit sich gleichfalls umkehren. Wenn Matteucci bei grösseren Abständen der Elektroden von der porösen Wand eine schwächere Bewegung der Flüssigkeit bemerkt hat, so liegt dies nur in der von ihm nicht beachteten, hierbei erfolgenden Vermehrung des Widerstandes und Schwächung der Stromintensität im Schliessungskreise. — [1]) Quincke, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 513. 1861.*

Ansteigen oder Sinken in demselben durch ein Mikroskop oder die Theilung bei *D* beobachten.

Bei Anwendung einer Leydener Batterie ergab sich, dass die Steighöhe des Wassers proportional der (durch eine Lane'sche Maassflasche gemessenen) Elektricitätsmenge in der Batterie, die Dauer des Ansteigens unabhängig von derselben ist. Ferner ist die Steighöhe unabhängig von der Oberfläche der Batterie; die Dauer des Ansteigens nimmt mit derselben ab. Die Steighöhe ist auch proportional der Länge der von der Elektricität durchströmten Flüssigkeitsstrecke. — Wird der Querschnitt des Rohres zwischen den Elektroden durch Einschieben eines Glasstäbchens vermindert, so wächst dabei unter sonst gleichen Umständen die Steighöhe sehr schnell. Als z. B. die Querschnitte des Rohres mit und ohne Glasstab sich wie 1 : 2,765 verhielten, standen die Steighöhen im Verhältniss von 16,17 : 1. Diese Zunahme scheint von der Quantität und Dichtigkeit der durch das Rohr fliessenden Elektricität unabhängig zu sein. — Man muss hierbei vermeiden, dass an dem freien Ende der Flüssigkeit gleichfalls der Querschnitt des Rohres verändert wird, da sonst der die Flüssigkeit begränzende Meniskus und so auch der mechanische Widerstand gegen die Bewegung sich ändert.

Bei gleichem Querschnitt (bei einem leeren Rohre und einem weiteren Rohre mit eingelegtem Glasstabe) nimmt die Ueberführung mit wachsender Oberfläche der Röhrenwand sehr bedeutend zu. — Mit wachsendem Widerstande des Schliessungsbogens der Batterie (bei Einschaltung von Wassersäulen), also mit wachsender Entladungszeit, nimmt die Steighöhe hauptsächlich bei grösseren Widerständen und namentlich auch die Schnelligkeit des Ansteigens ab. — Da nun durch Verlängerung und Verengung des Rohres zugleich die Entladungszeit zunimmt, so kann hierdurch die Steighöhe nicht beliebig vergrössert werden. — Reiner und wasserhaltiger Alkohol zeigen dieselben Gesetze des Ansteigens, steigen aber stärker an als Wasser, dagegen nimmt bei Zusatz von Säuren und Kochsalz zum Wasser die Leitungsfähigkeit desselben zu und zugleich die Steighöhe ab.

Aehnliche Resultate wurden erhalten, als durch den Apparat der Strom von 40 oder 80 zur Säule verbundenen Grove'schen Elementen geleitet wurde. Es ergab sich die Steighöhe unter sonst gleichen Verhältnissen jedesmal proportional der Stromintensität und bei verschiedener Länge der Flüssigkeitsstrecke proportional der elektromotorischen Kraft der Kette. Bei Röhren von verschiedenem Durchmesser (0,376 bis 1,99^{mm}) war bei gleicher elektromotorischer Kraft die Steighöhe nahezu proportional dem Quadrat des Röhrendurchmessers. — Wird aber der Querschnitt der Röhren durch Einlegen von Glasstäben verkleinert, so folgt wiederum wie oben, dass bei gleichem Querschnitte die Steighöhe mit der Zunahme der Grösse der inneren Röhrenoberfläche wächst.

Wurde die Glasröhre, in welcher der Strom durch die Flüssigkeit circulirte, innen mit sehr verdünnter Schellacklösung benetzt und sodann getrocknet, so dass die Röhrenwand aus Schellack gebildet war, und an

das Ende des Rohres vermittelst eines Korkes ein nicht verändertes Glasrohr gesetzt, in welchem sich das Ende des in den Röhren befindlichen Wasserfadens bewegte, so war die Ueberführung des Wassers bedeutender, als wenn der Schellacküberzug fortfiel. Wird die Röhre mit einem lockeren Silberüberzug versehen, so findet die Fortführung langsamer statt. — Aehnliche Beobachtungen kann man anstellen, wenn man den Thoncylinder des Thl. I, §. 244 beschriebenen Apparates mit ätherischer Aetherinchlorplatinlösung tränkt und glüht.

Bei Auflösung geringer Mengen von schlecht leitenden Stoffen, z. B. vom Glase der Röhre im Wasser ändert sich die Steighöhe kaum; während bei Zusatz sehr gut leitender Körper, z. B. von 0,1 Proc. Kochsalz oder 0,04 Proc. Schwefelsäure zum Wasser das Ansteigen nicht mehr wahrzunehmen ist.

Die bisher aufgestellten Gesetze entsprechen völlig den von mir gefundenen, wenn man den Widerstand w der Flüssigkeitssäule im Glasrohr als sehr bedeutend ansieht gegen den übrigen Widerstand der Schliessung. Ist dann E die elektromotorische Kraft der Säule, so ist die Stromintensität $I = \frac{E}{w}$, und die Höhe des Ansteigens nach meinen Versuchen $h = const.\ I\ .\ w = const.\ E$; sie ist also unabhängig von der Länge und dem Widerstande der Flüssigkeit und nur der elektromotorischen Kraft proportional.

Die Ueberführungen der Flüssigkeit, sowohl durch poröse Thonwände, wie in Röhren gelingt auch durch den Strom des Ruhmkorff'schen Inductionsapparates.

Während die bisher genannten Flüssigkeiten eine Bewegung in der Richtung des positiven Stromes zeigen, hat Quincke bei einer gewissen Sorte von reinem absolutem Alkohol bei Anwendung constanter galvanischer Ströme eine Ueberführung im entgegengesetzten Sinn beobachtet. Die Gesetze der Ueberführung durch poröse Wände, sowie durch Glasröhren vermittelst des Entladungsstromes der Leydener Batterie stimmen im Uebrigen mit den Gesetzen der normal gerichteten Fortführung von Wasser u. s. f. vollkommen überein. Durch Zusatz von Wasser änderte sich das Verhalten des Alkohols in das normale um. Der in der Richtung des Stromes der negativen Elektricität stattfindende Flüssigkeitsstrom zeigt sich, freilich nur unter Anwendung von Reibungselektricität, in einer innen mit Schellack bekleideten oder reinen Glasröhre auch bei Terpentinöl und bei einer alkoholischen Auflösung desselben; ist die Glasröhre aber mit Schwefel bekleidet, so wandert das Oel in der Richtung des positiven Stromes. In einem Ueberführungsapparat mit Thoncylinder (vergl. Thl. I, §. 244) wird gleichfalls das Terpentinöl bei Verbindung der Platinelektroden mit den Belegungen einer Batterie im Sinne des negativen Stromes fortgeführt, und zwar ist die übergeführte Flüssigkeitsmenge proportional der in der Batterie angehäuften Elektricitätsmenge. — Wird dagegen die Glasröhre des Ueberführungsapparates

(Fig. 385) durch ein Schwefeldiaphragma unterbrochen, bestehend aus einem mit Schwefelpulver fest vollgestopften und beiderseits mit Seidenzeug geschlossenen Glasrohr von 30^{mm} Länge und $3{,}5^{mm}$ Durchmesser, so wandert in diesem das Terpentinöl im Sinne des positiven Stromes der Leydener Batterie.

In offenen Glasröhren zeigt Schwefelkohlenstoff durch den Strom der Leydener Flasche meist die normale Ueberführung; nur bei einer Glassorte die anomale. Bei Thondiaphragmen zeigt er keine Ueberführung. Ebensowenig war dieselbe überhaupt bei Steinöl, Aether, Knochenöl wahrzunehmen.

38. An die Erscheinungen der elektrischen Ueberführung der Flüssigkeiten knüpft sich ein anderes, erst neuerdings vollständiger untersuchtes Phänomen an; nämlich die Bewegung von Theilchen, welche in den Flüssigkeiten suspendirt sind.

Schon Reuss[1]) setzte in ein horizontales Prisma von feuchtem Thon zwei verticale, mit Wasser gefüllte Glasröhren ein, und bedeckte ihren Boden mit gewaschenem Sande. Beim Einsenken der Leitungsdräthe einer 74paarigen Volta'schen Säule in die Glasröhren trübte sich das Wasser des die positive Elektrode enthaltenden Glases durch Thontheilchen und der Thon bedeckte den Sand daselbst einige Linien hoch. Dagegen wurde das Wasser zu der die negative Elektrode enthaltenden Röhre übergeführt; es blieb daselbst aber klar. Auch im Wasser selbst beobachtete Reuss eine Bewegung suspendirter fester Theile in der Richtung des positiven Stromes.

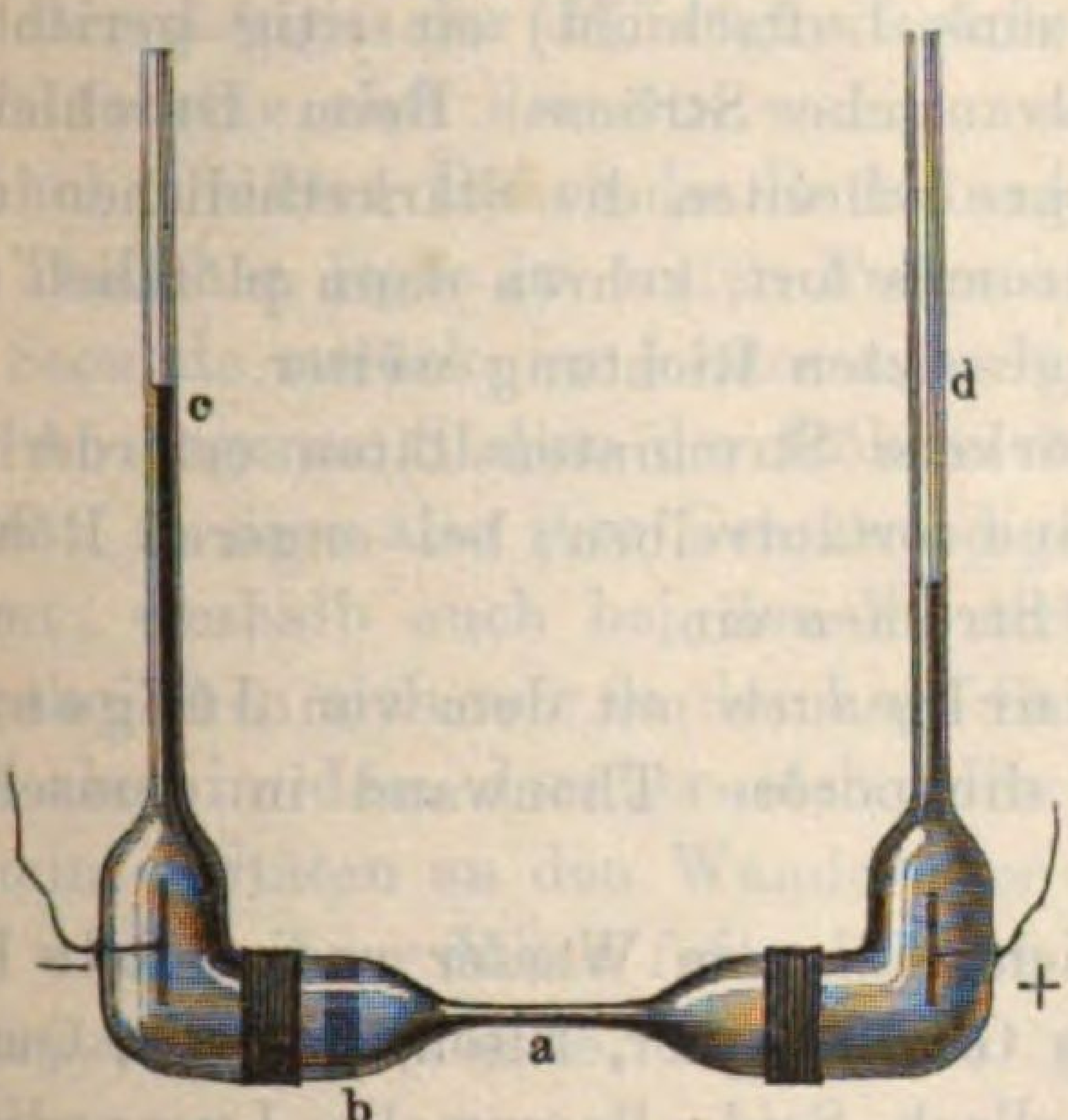
Auch Faraday[2]) beobachtete eine hin- und hergehende Bewegung von suspendirten Fasern in Wasser, welches zwischen zwei nahe aneinander befindlichen Platindräthen in einer hermetisch verschlossenen Glasröhre dem Einfluss eines Stromes ausgesetzt war. Durch den Druck in der Röhre wurde die Gasentwicklung und die dadurch etwa bewirkte Strömung des Wassers fast ganz aufgehoben. Faraday schreibt diese Erscheinung auf die abwechselnden Anziehungen und Abstossungen der Fasern durch die Elektroden. Auch der oben (Seite 1080) angeführte Versuch von Armstrong (l. c.) gehört hierher.

Neuerdings beobachtete Heidenhain, als er den Strom einer Säule von 16 Grove'schen Elementen durch ein Blattstück der Vallisneria der Länge nach hindurchgehen liess, bei 300maliger Vergrösserung unter dem Mikroskop, eine Anhäufung der die Zellen erfüllenden Chlorophyllkügelchen an der der positiven Elektrode zugewandten Seite der Zellen, namentlich auch, wenn nach einiger Zeit das Leben derselben ertödtet war.

[1]) Reuss, Mém. de la soc. imp. des natural. à Moscou T. II, p. 332. 1807. — [2]) Faraday, Exp. Res. Ser. XIII, §. 1572. 1605.*

Du Bois-Reymond[1]) hat diese Bewegung sehr deutlich an den Stärkekörnchen der Kartoffelzellen wahrgenommen. Jürgensen[2]) wies sodann diese Bewegung der in Flüssigkeiten suspendirten Theilchen nach, indem er unter das Mikroskop auf einer Glasplatte zwischen zwei Keilen von Hollundermark die zu untersuchende Flüssigkeit brachte, welche jene Keile gleichfalls erfüllte, in die Flüssigkeit (Wasser) kleine Theilchen (Carmin u. s. f.) suspendirte und die Elektroden der Säule in die Keile einsenkte. Auch der folgende, einem Apparate von Jürgensen nachgebildete Apparat kann diese Bewegung zugleich mit der Ueberführung der Flüssigkeiten zeigen. Ein Glasrohr, Fig. 386, ist bei *a* enger ausgezogen und in dasselbe bei *b* ein Pfropf von Gyps oder Thon eingesetzt. Das Rohr wird mit zwei anderen Röhren *c* und *d* verbunden, in welche die Elektroden (Platin oder Kupferdräthe) eingesenkt sind, und das Rohr mit Wasser, in dem Stärketheilchen suspendirt sind, erfüllt. Beim Durchleiten des Stromes steigt das Wasser in dem die negative Elektrode enthaltenden Schenkel, während man unter dem Mikroskop in dem engeren Theile des Rohres eine Bewegung der Stärketheilchen in der Richtung des negativen elektrischen Stromes beobachtet. Vermehrung der Leitungsfähigkeit des Wassers durch Zusatz von Salzen oder Säuren vermindert und hemmt endlich ganz die Bewegung desselben und der suspendirten Theilchen.

Fig. 386.



Quincke (l. c.) dagegen hat eine doppelte Bewegung der suspendirten Theilchen beobachtet. In die Flüssigkeit im Gefässe des Apparates Fig. 385 wurden einige Stärkekörnchen gebracht und dieselben durch Durchblasen von Luft durch das Glasrohr (von etwa 0,4^{mm} Durchmesser) aufgerührt. Nachdem die Flüssigkeit das Rohr ganz erfüllt hatte, wurde es an seinem Ende durch Wachs geschlossen, und nun durch Verbindung der eingeschmolzenen Platindräthe mit Conductor und Reibzeug einer Elektrisirmaschine ein Strom durch das Wasser im Rohr geleitet. Durch ein Mikroskop mit 30facher Vergrösserung wurde bei langsamem Drehen der Scheibe der Maschine eine Bewegung der Stärkekörnchen an der Röhrenwand im Sinne des positiven, in der Mitte der Röhre im Sinne des negativen elektrischen Stromes beobachtet. Bei schnellerem Drehen, also stär-

[1]) Du Bois-Reymond, Monatsber. der Berl. Akad. 20. Dec. 1860. S. 895.* — [2]) Heidenhain und Jürgensen, Reichert und du Bois-Reymond, Archiv 1860. p. 673.*

kerer Intensität des elektrischen Stromes, bewegen sich die mittleren Theile schneller in letzterem Sinn, und mit ihnen bewegen sich im gleichen Sinn auch die grösseren Theilchen an der Wand, während die kleineren noch in der Richtung des positiven Stromes fortschreiten. Endlich bei noch schnellerem Drehen wandern alle Stärketheilchen im Sinne des negativen elektrischen Stromes fort. Analog wirken auch (durch Unterbrechung der Schliessung durch eine Luftschicht) einseitig gerichtete Inductionsströme und constante galvanische Ströme. Beim Durchleiten der Batterieentladung durch die Röhre schreiten die Stärketheilchen erst ein wenig im Sinne des positiven Stromes fort, kehren dann plötzlich um, und fliessen schnell in der entgegengesetzten Richtung weiter.

Bei weiteren Röhren sind stärkere Stromintensitäten erforderlich, um alle Theilchen in demselben Sinne fortzutreiben; bei engeren Röhren tritt dies schon bei sehr schwachen Strömen ein.

Aehnliche Versuche stellte Quincke auch mit dem von Jürgensen angewandten Apparate an, nur dass die poröse Thonwand in demselben entfernt war.

Gerade wie Stärke verhalten sich andere in Wasser suspendirte Pulver, wie Platinmohr, fein zertheiltes Gold, Kupfer, Eisen, Graphit, Quarz, Feldspath, Braunstein, Schwefel, Schellack, Seide, Baumwolle, Lycopodium, Papier u. s. f., durch Schütteln fein vertheiltes Terpentinöl und Schwefelkohlenstoff, Gasbläschen von Sauerstoff, Wasserstoff, Luft, Elayl, Kohlensäure. Diese Gase waren in ganz enge röhrenförmige Glasfäden eingefüllt worden, die beiderseits zugeschmolzen wurden und deren eines Ende dann unter dem Wasser in dem Untersuchungsrohr abgebrochen wurde. Durch Erwärmen konnten aus den engen Röhrchen einzelne Gasblasen in den Untersuchungsapparat eingebracht werden.

In Terpentinöl bewegt sich Schwefel wie im Wasser, im Sinne des negativen Stromes, alle anderen untersuchten Stoffe (dieselben wie beim Wasser) bewegen sich dagegen im Sinne des positiven Stromes. Terpentinöltröpfchen, Gasbläschen u. s. f. in gewöhnlichem Alkohol bewegen sich im Sinne des negativen Stromes, in dem Alkohol indess, der durch den Strom in einer Glasröhre zur positiven Elektrode geführt wird, im Sinne des positiven Stromes. Dagegen wurden Quarztheilchen oder Luftbläschen in Schwefelkohlenstoff im Sinne des positiven Stromes, in der Mitte und an der Wand in einer Glasröhre fortgeführt, in der der Schwefelkohlenstoff selbst in derselben Richtung sich fortbewegte.

Die quantitativen Gesetze dieser Ueberführung wurden an dem Apparat Fig. 385 studirt, dessen Rohr zwischen den Platinelektroden einen Durchmesser von 1,89^{mm} hatte. Derselbe wurde mit Wasser gefüllt, das Rohr fast horizontal gestellt und unter gleichzeitiger Ablesung eines Chronometers die Fortschiebung eines Lycopodiumkügelchens vermittelst eines mit Ocularmikrometer versehenen Mikroskopes abgelesen. Die Intensität des angewandten constanten Stromes wurde an einem Galvanometer mit astatischer Nadel und Spiegelablesung bestimmt. Es

ergab sich die Geschwindigkeit des Theilchens proportional der Stromintensität, unabhängig von der Entfernung desselben von den Elektroden und der elektromotorischen Kraft der angewandten Säule.

Bei Anstellung dieser Versuche mit einer Leydener Batterie war der von den Theilchen bei der Entladung zurückgelegte Weg proportional der durch die Flüssigkeitssäule strömenden Elektricität, unabhängig von der Länge der Flüssigkeitssäule und der Oberfläche der Batterie. Auch änderte sich derselbe wenig, wenn durch Einschaltung einer mit Alkohol gefüllten Röhre die Entladungszeit der Batterie verlängert wurde. Das Theilchen legte im ersten Fall seinen Weg in weniger als einer halben Secunde zurück, im letzteren in längerer Zeit.

An engeren Stellen der Röhren werden die Theilchen schneller fortgeführt, so dass also ihre Geschwindigkeit mit der Stromesdichtigkeit zunimmt, weshalb auch bei den Versuchen von Reuss die Bewegung der Thontheilchen sich nur in der Lage Sand in den Röhren seines Apparates, nicht aber in dem darüber stehenden Wasser zeigte. Die bei geringen Stromintensitäten an den Wänden der Röhren in entgegengesetzter Richtung wie in ihrer Mitte fortgehenden Theilchen besitzen gleichfalls der Intensität proportionale, nur etwas geringere Geschwindigkeiten wie letztere.

Es scheint hiernach das Wasser an der Röhrenwand stets in der Richtung der positiven Elektricität fortgeführt zu werden und sodann durch die Mitte der Röhre zurückzuströmen; die in demselben suspendirten Theilchen (Stärke) scheinen aber überall einen Antrieb in der Richtung des negativen Stromes der Elektricität zu erhalten. Bei schwachen Strömen reisst das Wasser die in entgegengesetztem Sinne angetriebenen Theilchen an den Wänden des Rohres mit sich fort; in der Mitte desselben ist die Bewegung des Wassers der der Theilchen gleichgerichtet und beide addiren sich. So zeigt sich ein Doppelstrom der Theilchen. Bei stärkeren Strömen wächst in Folge der Reibung an den Wänden die Geschwindigkeit des Wassers nicht verhältnissmässig, wohl aber die der suspendirten Theilchen, so dass sie sich daselbst schneller im Sinne des negativen Stromes bewegen als das Wasser im entgegengesetzten Sinn. Die Bewegungsrichtung der Theilchen ist deshalb an allen Stellen der Röhre dieselbe, im Sinne des negativen Stromes, nur ist sie an den Wänden langsamer. Da grössere Theilchen im Verhältniss zu ihrer Masse eine kleinere Reibung am Wasser besitzen als kleinere, so werden bei gewissen Stromintensitäten erstere schon gegen die Richtung des Wasserstromes vorschreiten, während letztere noch von demselben mitgerissen werden. Bei Anwendung von verschiedenen fein vertheilten Substanzen in Terpentinöl ist Alles ungeändert bis auf die Bewegungsrichtungen.

Die Erklärung dieser Erscheinungen scheint darin zu liegen, dass beim Contact der Flüssigkeit mit der Röhrenwand beide sich mit entgegengesetzten Elektricitäten laden, so z. B. Wasser mit positiver, Glas mit negativer Elektricität. Ebenso werden die im Wasser suspendirten Theilchen

sich beim Contact mit dem Wasser negativ laden. Wird nun ein galvanischer Strom durch das Wasser mit den suspendirten Theilchen geleitet, so wird das positiv elektrische Wasser von der zu seinen Contactstellen mit dem Glas hinströmenden negativen Elektricität angezogen, die negativ elektrischen suspendirten Theilchen werden aber abgestossen, und so wandert das Wasser im Sinne des positiven Stromes an den Röhrenwänden und in der Nähe der Theilchen, letztere aber im Sinne des negativen Stromes. — Eine strengere Vorstellung dieses Vorganges gewinnen wir, wenn wir auf die elektrischen Verhältnisse der Strombildung näher eingehen. Durch den Strom vertheilt sich freie Elektricität auf der leitenden Oberfläche der Flüssigkeit und der inneren Röhrenwand. Wir wollen annehmen, dass dies unabhängig von der durch den Contact des Wassers und der Röhrenwand in beiden erregten Contactelektricität stattfinde. Die Intensität des Stromes sei J. Die Leitungsfähigkeit k im Querschnitt q der linear gedachten Röhre sei an allen Stellen dieselbe, dann wird das Gefälle, oder richtiger die Aenderung der Potentialfunktion der freien Elektricitäten auf jeden Punkt der Röhren in ihrer ganzen Länge constant sein, und dem Werth $\left(\frac{dV}{dx} = \right)\frac{J}{kq}$ proportional sein. Die Kraft also, mit der alle einzelnen, durch den Contact mit der Röhrenwand mit der Elektricität ε geladenen Flüssigkeitstheilchen fortgeführt werden, ist

$$C.\frac{\varepsilon J}{kq}.$$

Die Geschwindigkeit der Flüssigkeit ist also proportional der Intensität des Stromes, proportional der durch den Contact mit der Röhrenwand erzeugten elektromotorischen Kraft, umgekehrt proportional der Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit und dem Querschnitt des Rohres. — Kehrt sich die Richtung der elektromotorischen Kraft ε um, so findet die Bewegung der Flüssigkeit selbstverständlich im entgegengesetzten Sinne statt. Indess lässt sich nur das erste Gesetz als ganz richtig anerkennen, da mit Aenderung der Flüssigkeit und der Röhrenweite nicht nur die Werthe ε, q und k sich ändern, sondern auch die Reibung der Flüssigkeit an den Röhrenwänden und in sich selbst, mithin die Constante C andere Werthe annimmt. Eine genauere Prüfung dieser Gesetze zeigt daher nur ihre Richtigkeit innerhalb gewisser Grenzen. Die Bewegung der Flüssigkeit wird durch die Stromeswirkung nur an der Röhrenwand stattfinden, da nur hier die Contactelektricität auftritt. Kann sich die Flüssigkeit frei bewegen, und ist ihr Querschnitt nicht gross, so wird durch die Cohäsion auch die ganze Flüssigkeitsmasse mitbewegt. Ist aber die Bewegung derselben als Ganzes gehemmt, so strömt die in einer bestimmten Richtung an der Röhrenwand bewegte Flüssigkeit in entgegengesetzter Richtung durch die Röhrenaxe zurück [1]).

[1]) Quincke hat beobachtet, dass das Glas an den Röhrenwänden beim Durchleiten des Stromes durch das in der Röhre enthaltene Wasser viel schneller auf-

Die Bewegung der in den Flüssigkeiten suspendirten Theilchen erklärt sich nach derselben Formel wie oben, nur müssen wir statt ε die in den Theilchen durch den Contact mit der Flüssigkeit erregte Elektricitätsmenge ε_1 setzen, welche meist gleichartig ist mit der den Glaswänden durch den Contact mit der Flüssigkeit mitgetheilten Elektricität und so meist ein Wandern der Theilchen in entgegengesetzter Richtung, wie das der Flüssigkeit an den Röhrenwänden und in ihrer nächsten Nähe veranlasst. Es wird daher ihre Geschwindigkeit ebenfalls proportional der Stromintensität und der elektromotorischen Kraft des Contactes, umgekehrt proportional der Leitungsfähigkeit der Flüssigkeit sein. Indess treten hier dieselben Störungsursachen wie oben auf, welche eine vollständige Prüfung dieser Gesetze nicht gestatten. Auch hier wird, je nachdem die Theilchen durch den Contact mit der Flüssigkeit positiv oder negativ werden, ihre Bewegung zur negativen oder positiven Elektrode hin stattfinden.

Im Wasser scheinen also alle Körper durch Contact negativ elektrisch zu werden, wie ja auch bei der Reibung des Wassers an allen Körpern das erstere sich stets positiv elektrisch ladet. Auch fand Quincke selbst, als er einen Condensator aus einer mit nassem Fliesspapier bedeckten und mit Braunsteinpulver bestrichenen Glasplatte construirte, welche in der Luft in einem kleinen Abstand einander parallel aufgestellt waren, dass bei Verbindung beider mit einem mit Wasser getränkten Fliesspapier und Prüfung der Wasserplatte an einem Hankel'schen Elektroskop (vergl. Thl. I, §. 33) sich letztere positiv ladet. In ähnlicher Weise wird Alkohol durch Reibung an festen Körpern schwächer positiv elektrisch als Wasser; seine Fortführung durch den Strom in Glasröhren ist kleiner als die des Wassers. Dagegen wird Terpentinöl durch die Reibung mit den meisten festen Körpern negativ elektrisch; es wandert durch den Strom in Glasröhren in entgegengesetzter Richtung wie Wasser[1]).

39. Zu Thl. I, §. 296. Widerstand des Ueberganges. Ein Beispiel von Widerständen, welche in Körpern durch den Durchgang des Stromes selbst entwickelt werden, liefert die Untersuchung des secundären Widerstandes poröser Körper durch du Bois-Reymond[2]). Schaltet man zwischen zwei mit Kupfervitriollösung getränkten Papierbäuschen, welche in Tröge tauchen, die mit der gleichen Lösung gefüllt sind und durch Kupferelektroden mit den Polen einer 20gliedrigen Grove'schen Säule verbunden sind, feuchte poröse Körper, wie z. B. einen Cylinder von geronnenem Eiweiss ein, so nimmt die durch ein Spiegelgalvanometer gemessene Stromintensität im Schliessungskreise

gelöst wird, als wenn man das Wasser nur mechanisch durch die Röhre presst; weil durch den Strom stets die unmittelbar an der Röhrenwand befindlichen, mit Glas gesättigten Wassertheile fortgeführt werden, während sie beim mechanischen Hindurchleiten des Wassers durch die Adhäsion daselbst verbleiben. — [1]) Faraday, Exp. Res. Ser. XVIII, §. 2108.* — [2]) Du Bois-Reymond, Monatsber. der Berl. Akad. 1860. 19. April, 20. Dec. p. 172 u. 846.*

bis zu einem Minimum schnell ab. Diese Abnahme ist nicht durch die Polarisation der ohnehin kaum polarisirbaren Elektroden bedingt, denn bei Verbindung der Zuleitungsgefässe durch eine mit Kupferlösung gefüllte Röhre findet sie nicht statt. Sie entsteht auch nicht durch die innere Polarisation des porösen Körpers, denn bei Umkehrung der Verbindung der Säule mit den Elektroden zeigt sich, wie es in diesem Falle geschehen würde, nicht nur keine Zunahme der Intensität, sondern eine kleine Abnahme, und dann erst eine allmälige Zunahme derselben bis zu einem Maximum und nachher wiederum eine etwas langsamer erfolgende Abnahme bis zu demselben Minimum wie vorher. Es tritt also hier ein neuer „secundärer" Widerstand bei der Anwendung der porösen Leiter auf, welcher zuerst bei Umkehrung der Stromesrichtung ab- und dann wieder zunimmt. Dieser secundäre Widerstand zeigt sich bei einer grossen Reihe von Körpern, so z. B. bei Kreide und Bimsstein mit Wasser gesotten (schwach), Quarzsand, Schwefelblumen mit Wasser angerührt, Quarzsand mit verdünnter Schwefelsäure. Dagegen zeigt Modellirthon und geschlemmter Sand mit Wasser keinen secundären Widerstand. Ferner zeigen ihn hartgesottenes Eiweiss, Faserstoff aus Rinderblut, erstarrter Leim (zuweilen), Speckhaut von Pferdeblut, Seife, bei welcher letzteren der Widerstand sehr schnell zu verschwinden scheint, indem bei Umkehrung der Richtung des Stromes derselbe Anfangs sogleich das Maximum seiner Intensität zeigt; ferner Prismen aus Kartoffeln, Mohrrüben, Aepfeln, Birnen, Petersilienwurzeln, saftige Pflanzenstengel von Begonia, weniger deutlich auch gesottene Hölzer u. s. f.; ein Stück Rippe, Rippenknorpel, Sehnen, elastische Gewebe, Rückenmark, Haut, Muskelfleisch, roh und gekocht, in der Richtung der Fasern und senkrecht darauf. — Hiebei zeigen oft Körper starken secundären Widerstand, die keine innere Polarisation zeigen (Fliesspapier mit verdünnter Schwefel- und Salpetersäure getränkt); und umgekehrt (Modellirthon), so dass zwischen beiden Phänomenen keine directe Beziehung besteht.

Der secundäre Widerstand ist ein doppelter, ein äusserer und innerer. Ersterer zeigt sich an den Enden der porösen Körper, letzterer in ihrer ganzen Masse.

Leitet man durch ein Eiweissprisma vermittelst der mit Kupfervitriollösung getränkten Bäusche einen Strom, so bemerkt man zuerst dicht an der Eintrittsstelle desselben die Bildung einer kleinen Furche, welche sich allmälig vertieft und auf eine Entfernung von 2—4^{mm} von der Eintrittsstelle fortrückt und so eine Einschnürung oder Würgung des Prismas hervorruft. Die ganze Strecke von der Eintrittsstelle bis zur Würgung erscheint hart und trocken. Schneidet man das Eintrittsende bis zur Würgung ab, und bringt das Prisma wieder zwischen die Zuleitungsbäusche, so verschwindet der secundäre Widerstand fast ganz; Abschneiden eines kürzeren Endes des Prismas daselbst hebt ihn nicht auf. Schaltet man das abgeschnittene Stück allein zwischen die Bäusche, so bringt es fast einen gleichen Widerstand hervor, wie das ganze Prisma.

Das Eintrittsende erscheint häufig härter als das Austrittsende. An der Austrittsstelle des Stromes zeigt sich eine ähnliche Erscheinung nicht; Abschneiden eines Stückes des Prismas an derselben steigert die gesunkene Stromintensität kaum.

Der äussere secundäre Widerstand findet sich also namentlich an der Eintrittsstelle des Stromes in das Prisma.

Legt man auf die Zuleitungsbäusche Bäusche, welche mit Lösung von Kochsalz, Salmiak, Chlorcalcium, Quecksilberchlorid, Glaubersalz, neutralem oder doppeltchromsaurem Kali, kohlensaurem Kali, Kalihydrat, Alkohol, Essigsäure, Brunnenwasser getränkt sind, und zwischen diese das Eiweissprisma, so zeigt sich kein secundärer Widerstand, obgleich gleichfalls eine Würgung des Eiweisses an der Eintrittsstelle des Stromes erscheint.

Legt man auf solche Bäusche das Eiweissprisma und unterbricht es in der Mitte durch einen mit anderen Lösungen getränkten Bausch, so kann man nun leicht entscheiden, ob diese letztere Lösung secundären Widerstand hervorruft. So zeigt sich ein solcher ausser bei Lösung von schwefelsaurem Kupferoxyd noch bei Lösung von Zinkvitriol, Bleizucker, Zinkchlorid, Alaun, verdünnter Schwefelsäure ($^1/_{10}$), Salpetersäure ($^1/_9$) und endlich Lösung von salpetersaurem Silberoxyd. In letzterem Fall findet sich indess keine Würgung des Prismas.

Eiweissprismen zwischen Platinelektroden verhalten sich ähnlich; es zeigt sich eine Einschnürung an der Eintrittsstelle, und das ganze Prisma nimmt die Gestalt eines gegen die negative Elektrode erweiterten abgestumpften Kegels an. Der secundäre Widerstand nimmt bei Umkehrung des Stromes oder Aenderung der Contactstelle der positiven Elektrode mit dem Eiweiss ab. Die Schwächung des Stromes ist zu bedeutend, um der Polarisation zugeschrieben zu werden. Dieselbe würde auch viel mehr beim Wechsel der negativen als bei dem der positiven Elektrode verschwinden.

Ganz ähnliche Erscheinungen der Stromesabnahme und plötzlichen theilweisen Wiederherstellung der Intensität bei Umkehrung des Stromes findet man, wenn man auf amalgamirte Zink- oder Kupferelektroden Bäusche legt, welche mit Zink- oder Kupfervitriollösung getränkt sind und diese durch einen mit derselben Lösung getränkten Streifen Fliesspapier verbindet. Je trockener die Bäusche sind, desto kräftiger tritt die Erscheinung hervor. Auch zeitweises Oeffnen des Stromes bedingt eine Zunahme der gesunkenen Intensität. Die Stromschwächung ist auch hier zu bedeutend, um auf die Polarisation der Elektroden allein zurückgeführt werden zu können.

In vielen Fällen mag dieser secundäre Widerstand durch die Fortführung der Flüssigkeit in dem porösen Körper durch den Strom bedingt sein, wodurch derselbe in der Nähe der positiven Elektrode ausgetrocknet wird; so namentlich bei Anwendung von metallischen Elektroden. Befindet sich der poröse Körper zwischen Papierbäuschen und leitet die

Flüssigkeit in ersterem schlechter, als die in letzteren, so wird jene schneller fortgeführt als diese, und es kann der poröse Körper an der Eintrittsstelle des positiven Stromes ausgetrocknet, an der Austrittsstelle kegelförmig aufgetrieben werden. Beim Oeffnen des Stromes diffundirt die Flüssigkeit wieder in die trockenen Stellen; ebenso wird sie bei Umkehrung des Stromes in sie hineingetrieben, und so wird der äussere secundäre Widerstand dadurch zum Theil für einige Zeit aufgehoben. Sind die porösen Körper mit Salzlösungen getränkt, die besser leiten, als die Flüssigkeit in den Zuleitungsbäuschen, so findet die Erscheinung nicht statt.

Auch durch Bildung von schlechtleitenden Niederschlägen bei der Ueberführung der Lösung aus den Zuleitungsbäuschen in den porösen Körper, dessen durch den Strom erhöhte Temperatur diese Niederschläge begünstigt, kann zuweilen der äussere secundäre Widerstand bedingt sein; so vielleicht bei Anwendung eines mit Lösung von chromsaurem Kali getränkten Papierbausches zwischen Bäuschen mit Kupferlösung, wo sich basisch chromsaures Kupferoxyd bilden kann, oder in einem mit verdünnter Schwefelsäure getränkten Bausch zwischen denselben Bäuschen, wo durch die hohe Temperatur des erstern das an der Eintrittsstelle des Stromes eindringende Salz krystallisirt.

Auch fällen alle Lösungen, welche, in einen Bausch zwischen Eiweissprismen gebracht, secundären Widerstand geben, das Eiweiss. — Indess passt diese Erklärung nicht überall, da z. B. solche Fällung auch durch Quecksilberchloridlösung und Alkohol bedingt wird, ohne dass diese Lösungen secundären Widerstand hervorrufen. Ferner zeigen sich manche andere Widersprüche. So giebt ein Eiweissprisma, in das ein Papierbausch mit Lösung von salpetersaurem Silberoxyd eingeschaltet ist, keine Würgung, wohl aber secundären Widerstand. Dagegen giebt Papier mit Kochsalzlösung zwischen Bäuschen mit Kupfervitriollösung die Würgung, obgleich die erstere Lösung bei ihrem geringen Widerstand langsamer wandert als Kupfervitriollösung und keinen secundären Widerstand erzeugt. — Es müssten also hier die Bedingungen des Auftretens desselben in den einzelnen Fällen besonders studirt werden.

Hat sich die Stromintensität in den beschriebenen Fällen bei Anwendung einer bestimmten Säule durch Bildung des äusseren secundären Widerstandes auf ein Minimum reducirt, und leitet man plötzlich einen intensiveren Strom durch den porösen Körper, so sinkt auch dessen Intensität noch. Der secundäre Widerstand wächst also mit wachsender Stromintensität. Giebt man dem Eiweissprisma an den die Bäusche berührenden Stellen eine keilförmige oder spitzige Gestalt, oder wendet man statt flach an das Prisma anliegender Bäusche keilförmige oder spitze Bäusche an, so tritt der äussere secundäre Widerstand schon bei Anwendung viel schwächerer Säulen, z. B. schon eines Daniell'schen Elementes hervor. Derselbe wächst also mit abnehmendem Querschnitt des vom Strom durchflossenen Theiles des porösen Körpers. — Ist das Prisma nur am einen Ende zugeschärft, so tritt bei schwachen Intensitäten der äussere

secundäre Widerstand in demselben nur auf, wenn jenes Ende der Eintrittsstelle des Stromes entspricht.

Neben diesem äusseren zeigt sich auch ein innerer secundärer Widerstand. Man legt z. B. die Enden eines Eiweissprismas auf die mit Kupfervitriollösung getränkten Bäusche der die Elektroden enthaltenden Gefässe, und legt an zwei Stellen des Prismas, welche so weit von den Enden liegen, dass sich in ihnen der äussere secundäre Widerstand beim Hindurchleiten des „Hauptstromes" nicht mehr bildet, keilförmige, mit gesättigter Zinklösung getränkte und mit Eiweisshäutchen bedeckte keilförmige Bäusche, welche in Zuleitungsgefässe von amalgamirtem Quecksilber eintauchen. Nun schaltet man momentan die letzteren in einen Schliessungskreis ein, der ein Daniell'sches Element und ein Spiegelgalvanometer enthält. Beobachtet man den Ausschlag des letzteren zu verschiedenen Zeiten nach dem Durchleiten des Hauptstromes durch das Prisma, indem man diesen Strom durch eine Wippe an zwei Stellen öffnet und den Schliessungskreis des Daniell'schen Elementes schliesst, so zeigt sich eine allmälige Abnahme des Stromes in letzterem, also die Bildung eines inneren secundären Widerstandes im Eiweissprisma. Nimmt bei Umkehrung der Stromesrichtung des Hauptstromes die Intensität desselben auf einige Zeit zu, so steigt auch zugleich die Intensität des Stromes des Daniell'schen Elementes (des „Hülfsstromes"). — Die Oeffnung des Hauptstromes geschah an solchen Stellen, dass sich bei der neuen Verbindung kein Theil desselben in den Kreis des Hülfsstromes verbreiten konnte. — Eine innere Polarisation des Eiweissprismas kann der Grund dieser Erscheinung nicht sein, da die Stromesschwächung sich nahezu gleich blieb, welches auch die relativen Richtungen des Hauptstromes und des Stromes des Daniell'schen Elementes waren; auch konnte an den angelegten Keilbäuschen kein äusserer secundärer Widerstand entstanden sein, da das Phänomen sich auch zeigte, wenn der Hauptstrom erst durch das Prisma geleitet und dann nach Entfernung der Zuleitungsbäusche des Hauptstromes die zum Schliessungskreise des Hülfsstromes führenden Bäusche angelegt wurden. — Es scheint also in dem Eiweiss durch den Strom ein „innerer" secundärer Widerstand entwickelt worden zu sein. Beim Eiweiss kann der innere secundäre Widerstand dadurch bedingt sein, dass dasselbe durch den Hauptstrom bedeutend erwärmt und also besser leitend wird. Schwächt sich nun derselbe durch den gebildeten äusseren secundären Widerstand, so nimmt die Temperatur des Eiweisses ab, sein Widerstand wächst, die Stromintensität in dem zweiten Schliessungskreise sinkt. Auch bei äusserer Aenderung der Temperatur des Eiweissprismas zeigen sich analoge Aenderungen des Widerstandes. Für diese Erklärung spricht auch der Umstand, dass die Intensität des Hülfsstromes zwar stets mit der Aenderung der Intensität des Hauptstromes sich gleichmässig ändert, aber vor dem Durchleiten des letzteren, wenn das Eiweissprisma noch kalt ist, doch die Intensität des Hülfsstromes kleiner, der Widerstand des Prismas grösser ist, als während des Hindurch-

leitens. Beim andauernden Oeffnen des Hauptstromes sinkt dann die Intensität des Hülfsstromes, da der Widerstand des Eiweisses mit seiner Erkaltung wächst. Schneidet man aus dem Eiweissprisma in der Mitte ein Stück heraus und setzt es während des Hindurchleitens des Hauptstromes umgekehrt an seine frühere Stelle, so zeigt sich die Intensität desselben unverändert.

Bei einem Kartoffelprisma zeigt sich im Gegentheil stets eine Zunahme des Widerstandes beim Durchleiten des Hauptstromes und nach dem Oeffnen des letzteren eine allmälige Abnahme des inneren secundären Widerstandes. Auch ist der Widerstand des Prismas so gross, dass die Intensität des Hauptstromes und die Temperaturveränderungen durch denselben sehr klein sind. Endlich nimmt die Intensität des Hauptstromes bei Umkehrung des aus dem Prisma herausgeschnittenen Mittelstückes zu und dann erst allmälig wieder ab. Während also ein eigentlicher innerer secundärer Widerstand im Eiweiss nicht vorhanden ist, zeigt er sich ganz sicher an dem Kartoffelprisma.

In den verschiedenen Theilen des Kartoffelprismas steigt und fällt der secundäre Widerstand gleichmässig. — Ist die Richtung des Hauptstromes gegen die des Nebenstromes geneigt (z. B. bei Anwendung von Kartoffelcylindern, gegen deren Cylinderfläche die keilförmigen Zuleitungsbäusche des Haupt- und Nebenstromes so gelegt sind, dass sie einen Winkelabstand von 45 bis 135^0 hatten), so zeigt sich dennoch der innere secundäre Widerstand gleich gross. Er scheint also von der Richtung des ihn erzeugenden Stromes unabhängig zu sein. — Mit der Dauer und der Dichtigkeit des Hauptstromes nimmt der innere secundäre Widerstand allmälig bis zu einem Maximum zu. — Man kann dies namentlich gut beobachten, wenn man das Kartoffelprisma zwischen zwei mit Kochsalzlösung getränkte Bäusche bringt, die man auf die früheren, mit Kupfervitriollösung getränkten Bäusche des Hauptstromes legt. Es fällt dann an ihrer Berührungsstelle mit dem Kartoffelprisma der äussere secundäre Widerstand fort. Verwendet man verschieden dicke Kartoffelprismen, so sind bei ursprünglich gleicher Stromstärke des Hauptstromes die Schwankungen seiner Intensität bei dickeren Prismen kleiner als bei dünneren. — Wechselt man die Richtung des Hauptstromes, so steigt erst seine Intensität, und fällt dann wieder, was bei einem Eiweissprisma nicht der Fall ist. — Wechselt man die Richtung des Hauptstromes öfter, so nehmen die Schwankungen seiner Intensität allmälig ab.

Ausser frischen Pflanzentheilen zeigen bis jetzt keine sonstigen animalischen oder unorganischen Stoffe den inneren secundären Widerstand. Auch die Pflanzentheile verlieren durch Einsenken in siedendes Wasser die Fähigkeit, denselben anzunehmen. Eine genügende Erklärung der Bildung des inneren secundären Widerstandes ist bis jetzt noch nicht zu geben.

40. Zu Thl. I, §. 297. Polarisation durch Aenderung der

Elektroden. Leitet man durch zwei in verdünnter Schwefelsäure befindliche Blei- oder Silber- oder Nickelplatten einen hydroelektrischen oder magnetoelektrischen Strom, so beladet sich die eine mit Wasserstoff, die andere mit Superoxyd, und man erhält bei ihrer directen Verbindung einen sehr starken Polarisationsstrom, der dünne Platindräthe zum Glühen bringt, durch den bei Oeffnung seines Kreises lebhafte Funken erzeugt werden u. s. f. Durch einen Commutator kann man leicht die abwechselnde Verbindung der Platten mit dem Elektromotor und untereinander herstellen. Beim Zusatz einer kleinen Menge von Kalilauge zur Säure bildet sich kein Superoxyd, sondern Ozon entweicht, der Polarisationsstrom verschwindet [1]. — Neuerdings hat Planté [2] ganz analoge Ladungssäulen aus zweien, spiralig umeinander gewundenen und nur durch ein Gazenetz getrennten Bleiplatten von 3,33 Quadratmetern Oberfläche hergestellt und als neu beschrieben, die er durch Verbindung mit einer Säule von 5 bis 6 kleinen Bunsen'schen Elementen ladet, und die bedeutende Wirkungen geben. Ihre elektromotorische Kraft soll 1,5 von der des Bunsen'schen Elementes sein.

Auch Gold- und Silberelektroden in Cyankaliumlösung nehmen nach dem Durchleiten eines Stromes eine sehr starke, selbst durch Eintauchen in siedendes Wasser nicht zu entfernende Polarisation an [3].

41. Zu Thl. I, §. 389. Aenderung der elektromotorischen Kraft der Metalle durch Wasserstoffschichten. Wir haben schon einige Beispiele angeführt, bei welchen Metalle durch eine, nicht immer sichtliche Beladung mit Wasserstoff beim Eintauchen in eine Flüssigkeit stark elektropositiv werden können gegen ein später eingetauchtes frisches Stück desselben Metalls (Thl. I, §. 389). Aehnliche Resultate erhielt Henrici [4], als er zwei durch einen Leinenstreifen verbundene Gläser mit einer mässig concentrirten Lösung von kohlensaurem Natron füllte, welche die Metalle wenig angreift, in das eine Glas ein Körnchen Eisenvitriol oder ein wenig Zinnchlorür brachte und nun in beide Gläser zwei gleiche, mit einem Galvanometer zu verbindende Dräthe einsenkte. In beiden Fällen entwickelte sich durch die Einwirkung des entstehenden Niederschlages auf das Wasser ein wenig Wasserstoff, und die in das betreffende Glas eingesenkten Dräthe erwiesen sich als elektropositiv. — Taucht man den einen von zwei Dräthen von Zink, Zinn, Aluminium, Eisen, Antimon, Wismuth, Neusilber, Messing, Kupfer in verdünnte Schellacklösung, und dann beide in verdünnte Schwefelsäure, so ist der nicht mit Schellack überzogene stets elektropositiv in Folge seiner Einwirkung auf das Wasser und der Ausscheidung von Wasserstoff auf seiner Oberfläche. — Füllt man in ähnlicher Weise zwei durch einen Leinen-

[1] Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. XCII, S. 17. 1854.* — [2] Planté, Compt. rend. T. L, p. 640. 1860; Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 655.* — [3] Sinsteden, Pogg. Ann. Bd. LXXVI, S. 36. 1849.* — [4] Henrici, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 175. 1862.*

streifen verbundene Gläser mit Lösungen von doppeltschwefelsaurem und doppeltchromsaurem Kali und senkt in sie zwei gleiche, mit dem Galvanometer verbundene Dräthe der genannten Metalle, so fliesst der Strom zwischen ihnen von dem in der ersten Lösung befindlichen Drath durch die Lösungen zu dem andern, wiederum in Folge einer durch die Schwefelsäure beförderten Wasserzersetzung durch das Metall. Bei Anwendung von Platin-, Gold- und Silberdräthen zeigt sich die entgegengesetzte Stromesrichtung, ebenso in allen Fällen, wenn die Lösung von doppeltschwefelsaurem Kali durch eine Lösung von einfachchromsaurem Kali ersetzt wird, oder, mit alleiniger Ausnahme des Zinks und Silbers, wenn die Lösung von doppeltchromsaurem Kali durch eine Lösung von Chromsäure ersetzt wird. Das Zink soll daher nach Henrici allein eine Wasserzersetzung mit der Chromsäure bewirken. — Dass übrigens derartige, vor der Schliessung stattfindende chemische Processe nicht allein die Stellung der Metalle in der Spannungsreihe bedingen können, folgt aus den Betrachtungen Thl. II, §. 845.

42. Zu Thl. I, §. 370 u. 377. Passivität. Bei Behandlung von passivem Eisen mit Wasserstoff verliert es an Gewicht; ebenso wie ein activer Drath beim Passiviren durch Contact mit einem anderen passiven Drath an Gewicht zunimmt. Es ist dies ein fernerer Beweis, dass die Passivirung auf Bildung einer Oxydschicht beruht. In rauchender Salpetersäure soll das Eisen durch Bildung einer Schicht von salpetersaurem Eisenoxydul passiv werden, da es, mit Wasser behandelt, welches das Salz auflöst, wieder activ wird. Wird Eisen in gewöhnlicher Salpetersäure nicht passiv, so wird es in derselben passiv bei Zusatz von Chromsäure oder Schwefelsäure und Uebermangansäure [1]).


Stahldrath in Salpetersäure von specif. Gewicht 1,34 eingetaucht, zeigt Anfangs eine lebhafte Entwickelung von Gas, sehr bald wird er passiv, während Eisendrath beständig activ bleibt.

Bei 40° C. verliert Eisen seine Passivität, Stahl bleibt dagegen passiv, nachdem es in der Salpetersäure bei gewöhnlicher Temperatur passivirt ist. In Salpetersäure, welche Untersalpetersäure enthält, bleibt Stahl länger passiv als Eisen. Die Oxydschicht, welche die Passivität bedingt, soll sich also leichter auf dem Stahl bilden und an demselben fester haften, als auf dem Eisen [2]).

43. Zu Thl. I, §. 405 u. folgde. Thermoströme. In einer sehr ausgedehnten Arbeit hat Gaugain [3]) die elektromotorischen Kräfte verschiedener Thermoelemente bei verschiedenen Temperaturen untersucht, ohne indess dabei auf die Mehrzahl der neueren Untersuchungen über die Thermoströme Rücksicht zu nehmen. Auch ergeben die Beobachtungen

[1]) Boutmy und Chateau, Cosmos T. XIX, p. 117. 1861.* — [2]) St. Edmé, Compt. rend. T. LII, p. 920. 1861.* — [3]) Gaugain, Ann. de Chim. et de Phys. T. LXV, p. 5. 1862.*

Fig. 387.



(Pb-Fe)
(Pt-Fe)
(Pt-Zn)
(Sn-Fe)
(Pt-Cu)
(Cu-Fe)
(Pb-Cu)
(Zn-Fe)
(Cu-Zn)
(Hg-Cu)
(Bi-Cu)
(Cu-Fe)
(Sn-Pb)
(Ag-Fe)
(Au-Fe)
(Cu-Au)
(Ag-Au)
(Cu-Ag)

wenig Neues. Als Normalelement diente ein Element Wismuth-Kupfer, etwa von der Fig. 170 (Thl. I, §. 420) gezeichneten Form (der Wismuthbügel war 3^{mm} dick, sein horizontaler Schenkel war 87^{mm}, seine verticalen 44^{mm} lang, die angelötheten Kupferdräthe $\frac{1}{2}^{mm}$ dick). Obgleich verschiedene derartige Elemente, offenbar in Folge der verschiedenen krystallinischen Structur des Wismuths, verschiedene elektromotorische Kräfte zeigten, so war doch bei allen zwischen 20 und 100°, wie schon Pouillet angegeben, ja auch nahezu bis 160°, wenn die eine Löthstelle auf 20° erhalten, die andere erwärmt wurde, die elektromotorische Kraft der Temperaturdifferenz der Löthstellen proportional. Gold-, Kupfer- und Kupfer-Silberelemente verhalten sich ebenso; sie sind leicht von gleicher elektromotorischer Kraft zu erhalten; indess ist dieselbe sehr schwach. Gaugain überzeugte sich, was übrigens längst feststeht, dass die elektromotorische Kraft der Elemente von der Art der Löthung unabhängig ist, vorausgesetzt, dass nur die Erwärmung bis zu den zusammengefügten Metallen sich gleichmässig erstreckt. Die Elemente waren verschieden gebildet, theils aus unmittelbar verlötheten Dräthen, theils aus ⊔⊓⊔förmigen Glasröhren, in denen sich Quecksilber befand, und in deren offene Schenkel Metalldräthe gesenkt waren; theils aus zwei Dräthen, welche in ein unten geschlossenes Glasrohr eingesenkt waren, welches ein wenig Loth enthielt. Dasselbe wurde bis zum Schmelzen erhitzt und dann erkalten gelassen. Der eine der Dräthe wurde mit einer Glasröhre bis auf sein Ende umgeben, um seitliche Contacte zu vermeiden.

Die eine Löthstelle des zu untersuchenden Elementes befand sich meist in einem auf bestimmte Temperaturen erwärmten Gefäss, die Löthstellen des Wismuth-Kupfernormalelementes standen in zwei Gefässen, deren eines auf der kälteren Temperatur (20°) erhalten wurde und zugleich die zweite Löthstelle des ersten Elementes aufnahm; deren anderes auf eine erhöhte Temperatur gebracht wurde, bis bei der Verbindung der Elemente gegen einander ein in den Schliessungskreis eingeschaltetes Galvanometer keinen Strom angab.

Die Curven, Fig. 387 (a. v. S.), ergeben die gewonnenen Resultate. In denselben bedeuten die Abscissen die Temperaturen der heisseren Löthstelle, während die Temperatur der kälteren Löthstelle constant 20° C. betrug; die Ordinaten die entsprechenden elektromotorischen Kräfte. Die Ordinaten der den Elementen Bi-Sb und Bi-Cu zugehörenden Curven sind auf $\frac{1}{10}$ verkleinert gezeichnet. Sie zeigen die bekannte, häufig vorkommende, bei höheren Temperaturen erfolgende Abnahme der elektromotorischen Kräfte und die Umkehrung der Ströme, wenn die zwei Löthstellen desselben Elementes bei einer höheren Temperatur dieselbe Temperaturdifferenz erhalten, wie bei einer niederen. Dass auch hier alle numerischen Resultate wesentlich von der Structur der Metalle beeinflusst werden dürften, folgt schon aus Thl. I, §. 426.

Auch Gaugain folgt der schon Thl. I, §. 462 bewiesenen Ansicht, dass eine ungleiche Wärmevertheilung in einem homogenen Schliessungs-

kreise keinen Thermostrom hervorrufen kann. Beim Contact heissen und kalten Quecksilbers findet er wie Matteucci und Magnus keinen Thermostrom. Bei Berührung anderer heisser und kalter Metalldräthe findet er einige Abweichungen von den Resultaten von Magnus, die theils von der Reinheit der Oberflächen, theils von der Structur und verschiedenen chemischen Reinheit der Metalldräthe herrühren konnten. Die mit dem Galvanometer verbundenen Dräthe wurden mit einer kleinen Fläche aufeinander gelegt, und der eine durch eine Lampe dicht neben der Contactstelle erhitzt. Bei zwei Silber-, Platin-, Zinndräthen ging der Strom vom warmen zum kalten, bei zwei Gold-, Blei-, Kupfer-, Eisendräthen vom kalten zum warmen Drath, bei zwei Zinkdräthen wechselte die Richtung des Stromes bei höheren Temperaturen. Hatte der eine die Temperatur 20°, so ging zuerst der Strom vom kalten zum warmen Drath, erreichte ein Maximum der Intensität, wenn letzterer die Temperatur 120° (195°) hatte, nahm bis 165° (220°) bis zu Null ab und kehrte sich dann um.

Auch die Versuche von Becquerel, welche das Entstehen eines Thermostromes beim Erhitzen eines Platindrathes (oder Golddrathes), der neben der erwärmten Stelle zu einer Spirale gewunden oder zu einem Knoten geschürzt ist, und welche wir von einer durch die Gestaltsänderung hervorgerufenen Ungleichheit der Structur ableiteten, erklärt Gaugain daraus, dass heisse und kalte Theile der Dräthe einander berühren, da man keinen Strom erhalten soll, wenn die Windungen des Drathes in der Spirale oder im Knoten nicht einander unmittelbar berühren. Von der Bildung der Thermoströme bei langsam fortschreitender Erwärmung der aufeinander folgenden Theile eines Drathes giebt Gaugain die schon früher festgestellte Erklärung, dass hierbei durch das Erhitzen die Stellen des Drathes weich werden, und nun die Contactstelle weicher und harter Theile des Drathes bei dem Fortschieben der Wärmequelle erhitzt wird. Bei völlig ausgeglühten Dräthen, z. B. von Kupfer, zeigt sich daher, wie wir schon angegeben, diese Erscheinung nicht. Nur bei Zinkdräthen erhält man auch dann noch einen Strom, indem sie beim Erwärmen vorübergehend ihre Structur ändern (spröde werden) können, und diese Veränderung eine kurze Zeit bewahren, dann aber verlieren. Aehnliche Erscheinungen treten selbstverständlich beim Contact zweier verschiedener Metalldräthe ein, die sich nur an einer kleinen Stelle berühren, und deren einer nahe der Contactstelle erhitzt wird. Auch hier hat man auf die Aenderungen der Structur der Dräthe durch die Wärme Rücksicht zu nehmen; es zeigen sich daher namentlich bei Combination von Zinkdräthen mit anderen Dräthen bei verschieden starken Erwärmungen Umkehrungen der Stromesrichtung.

Die weiteren Angaben in Betreff des Einflusses der Oberflächenschichten der Dräthe sind schon Thl. I, §. 435 mitgetheilt. — Die Ströme in ungleich erhitzten Wismuth- und Antimonmassen will Gaugain eher auf eine ungleiche Vertheilung von Oxyd, als auf eine Verschiedenheit in der krystallinischen Structur zurückführen.

Eine thermoelektrische Reihe, welche Joule [1]) aufgestellt hat, zeigt wiederum die durch verschiedene Härte und Verunreinigung der Metalle entstehenden Unregelmässigkeiten.

44. Zu Thl. I, §. 429. Thermoströme in pyroelektrischen Krystallen. Auch die pyroelektrischen Krystalle können bei ihrer Erwärmung Veranlassung zur Bildung galvanischer Ströme geben. So hat schon du Bois-Reymond bei Verbindung der Enden eines Turmalinkrystalls mit seinem Galvanometer von 24500 Windungen und Erhitzen des Krystalls deutliche Ablenkungen der Nadel erhalten. Neuerdings hat Friedel [2]) ähnliche Beobachtungen am Schwefelkies und Kupferkies gemacht, der hiernach vier elektrische Axen in der Richtung der Diagonalen des Würfels hat. Indess ist bei diesen letzteren Versuchen zu beachten, dass bei denselben sehr leicht zur Bildung von Thermoströmen Veranlassung gegeben werden kann, wenn die Elektroden nicht an völlig einander entsprechenden Stellen der Krystalle aufgesetzt werden, und sich die Wärme bis zu letzteren erstreckt.

45. Zu Thl. I, §. 502. Elektrische Lampe. Zur Erzeugung eines constant an einer bestimmten Stelle andauernden Lichtbogens müssen die Kohlenspitzen, zwischen denen er sich bildet, durch eine besondere Vorrichtung in demselben Verhältniss einander genähert werden, wie sie abbrennen. Für physikalische Zwecke wird hiezu namentlich die elektrische Lampe von Duboscq verwendet, welche ihren Ursprung zunächst den Angaben von Foucault [3]) verdankt, und deren Beschreibung wir hier einfügen, da der technische Theil vorläufig noch nicht erscheinen wird. — Auf den Deckel A eines cylinderförmigen Gefässes, Fig. 388, von Messingblech ist das Metallrohr B aufgesetzt, an welches eine Klemmschraube C angelöthet ist. In diesem Rohre bewegt sich ein Metallstab D, der oberhalb einen Querarm und an diesem bei E ein Kugelgelenk trägt, durch welches der die obere Kohlenspitze tragende Metallstab gesteckt ist und in allen möglichen Richtungen festgestellt werden kann. Unterhalb endet der Stab D in einer Zahnstange F, welche in das Rad G eingreift; die Axe dieses Rades ist hohl und wird auf die Axe eines zweiten Zahnrades H mit starker Reibung aufgeschoben. Auf Rad H ist ein Federgehäuse gesetzt, dessen Feder dasselbe in der Richtung des Pfeiles zu drehen strebt und durch einen auf die Axe jenes Rades aufgesteckten Schlüssel aufgezogen werden kann. Das Zahnrad H hat eine doppelt so grosse Peripherie wie Rad G. In die Zähne des Rades H greift

[1]) Joule, Phil. Trans. 1859. p. 95; vergl. auch die Untersuchungen über die thermoelektrischen Ströme von Dr. Ph. Carl. München 1860.* — [2]) Friedel, Inst. 27. Dec. 1860; Arch. des Sc. Nouv. Sér. T. X, p. 183. 1861.* — [3]) In Betreff der übrigen zu dem gleichen Zwecke dienenden Vorrichtungen vergl. meinen Aufsatz über elektrische Beleuchtung in Bolley, Handbuch der chemischen Technologie Bd. I, S. 151 u. flgde. 1862,* so wie Dub, Anwendungen des Elektromagnetismus 1863.*

die eine Zahnreihe einer doppelt gezahnten Zahnstange *J* ein, welche oben in einem Metallstab *O* endet. Dieser wird durch eine isolirende Führung in dem Deckel des Gefässes *A* vertical erhalten und trägt den untern Kohlenhalter. Die zweite Zahnreihe der Stange *J* greift in einen auf die Axe des Zahnrades *K* aufgesetzten Trieb, dieses Rad ebenso in den Trieb des Zahnrades *L*, Fig. 389, und letzteres in eine Schraube ohne Ende *M*, auf deren Axe das horizontale Zahnrad *N* und über diesem die Windflügel *X* aufgeschoben sind. — In dem Fuss des Gefässes *A* befindet sich ein Elektromagnet *P*, bestehend aus einem hohlen und mit übersponnenem Kupferdrath überwundenen Eisenrohr. Das eine Ende dieses Kupferdrathes ist an das untere Ende der Zahnstange *J* angelöthet, welches in den inneren Hohlraum des Elektromagnetes sich einschiebt; das andere Ende ist mit der auf den Deckel isolirt aufgesetzten Klemmschraube *V* verbunden. Als Anker zu dem Elektromagnet dient ein ringförmiges Stück Eisen *Q*, welches in das eine Ende des Winkelhebels *RST* eingeschraubt ist. Letzterer greift oberhalb in einen Einschnitt eines, an dem Deckel *A* befestigten und um eine horizontale Axe drehbaren Metallstückes *U* ein. An diesem befindet sich eine Schneide, welche in die Zähne des Rades *N* eingreift und dasselbe hemmt, sobald das Metallstück *U* bei der Anziehung des Ankers *Q* durch den Magnet vermittelst des Winkelhebels *RST* vorwärts gedrückt wird. — Das Rad *N* kann ausserdem durch einen von aussen in das Gehäuse geschobenen Stift festgestellt werden.

Fig. 388.

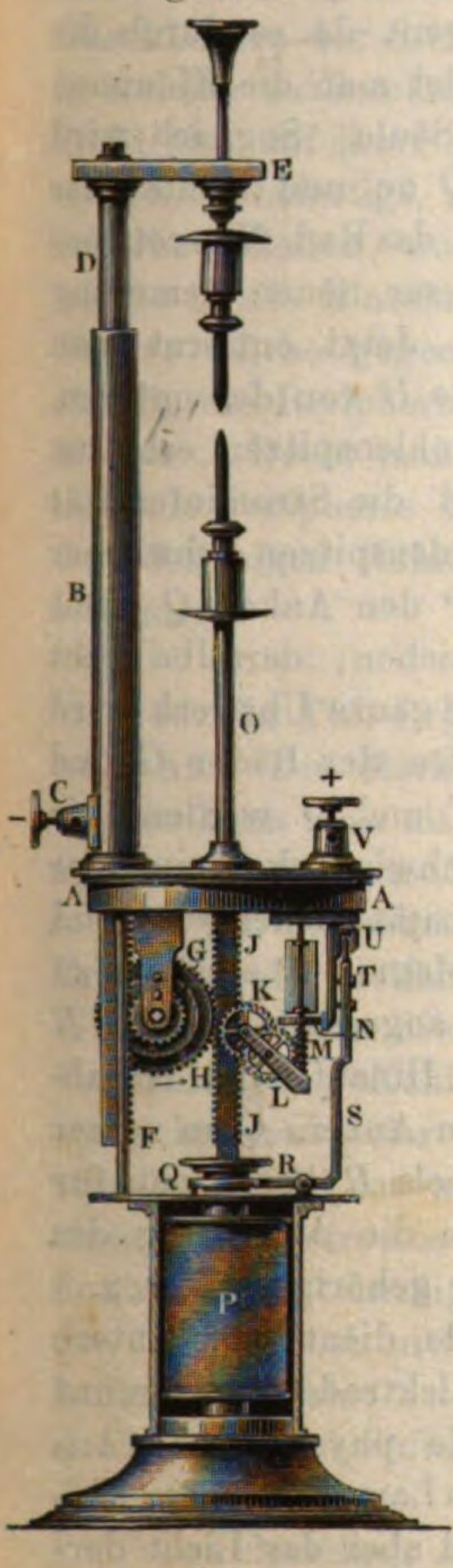
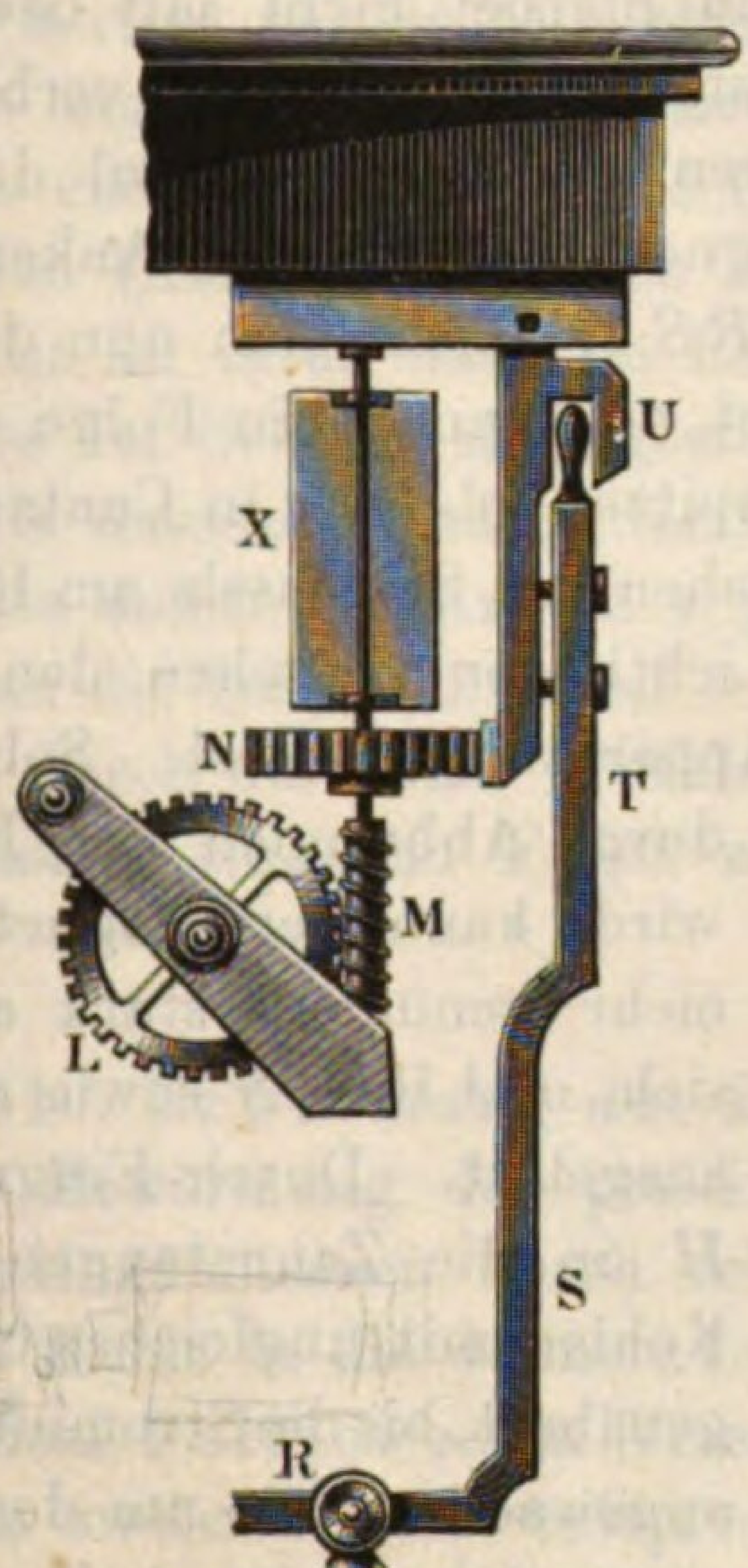


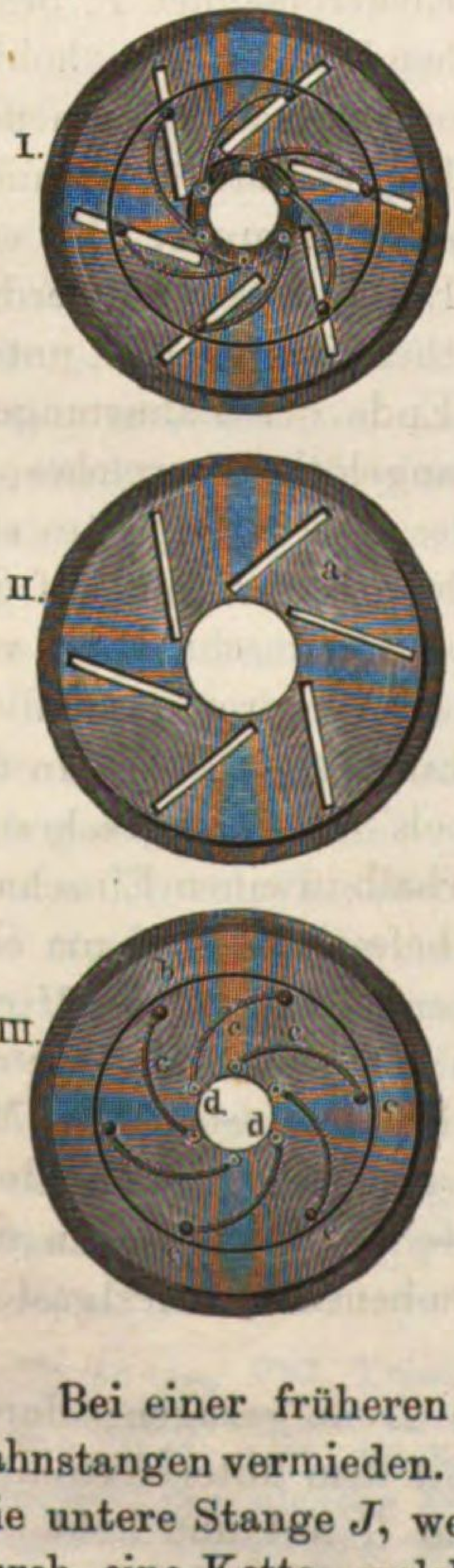
Fig. 389.



Vor dem Gebrauch wird die Feder am Rade *H* aufgezogen; durch die Drehung dieses Rades wird die Zahnstange *J* mit dem unteren Kohlenhalter gesenkt. Durch die Reibung dreht sich Rad *G* mit und hebt den Stab *D* mit dem oberen Kohlenhalter. Man arretirt nun Rad *N* von aussen, setzt die Kohlen in die Halter, und löst wieder Rad *N*. Durch die Feder

am Rade *H* werden die Kohlen einander genähert. Man arretirt Rad *N*, wenn die untere Kohle eine bestimmte, durch einen Strich am Rohre *B* angegebene Stellung angenommen hat. Man schiebt dann die obere Kohlenspitze bis auf die untere hinab und dreht die erstere so, dass sie ein wenig seitlich von der unteren Spitze steht, damit die hellere Spitze ganz frei ist. Das Rad *H* kann sich hierbei nicht mit bewegen, da es durch die Arretirung von Rad *N* festgehalten ist. Nun verbindet man die Klemmen *V* und *C* mit dem positiven und negativen Pol der Säule. Sogleich wird der Elektromagnet *P* magnetisch, zieht den Anker *Q* an und hemmt das Rad *N* durch den Hebel *R S T*. Zieht man nun den das Rad *N* arretirenden Stift zurück, so bleibt es dennoch in Folge dieser neuen Hemmung unbeweglich; die Kohlenspitzen bleiben in Contact. Jetzt entfernt man die obere Spitze durch Drehen des Schlüssels am Rade *H* von der unteren, bis man einen schönen Lichtbogen zwischen den Kohlenspitzen erhalten hat, und überlässt den Apparat sich selbst. Sobald die Stromintensität

Fig. 390.



durch Abbrennen der Kohlenspitzen schwächer wird, kann der Magnet *P* den Anker *Q* nicht mehr genügend stark anziehen; derselbe hebt sich, und Rad *N* sowie das ganze Uhrwerk wird ausgelöst. Durch Eingreifen der Räder *G* und *H* in die Zahnstangen *F* und *J* werden die Kohlen mit ungleicher Geschwindigkeit einander genähert, bis die Stromintensität wieder genügend angewachsen ist, um den Magnet *P* so stark zu magnetisiren, dass Anker *A* angezogen und Rad *N* gehemmt wird. — Durch Hinauf- und Herabschrauben des ringförmigen Ankers *Q* in seiner Fassung am Ende des Hebels *R* kann man für verschieden starke Ströme die Anziehung des Magnetes gegen den Anker gehörig reguliren.

Im vorliegenden Falle dient die untere Kohlenspitze als positive Elektrode und brennt schneller ab. — Für viele physikalische Anwendungen der elektrischen Lampe ist diese Einrichtung zweckmässig. Soll aber das Licht derselben von oben herabfallen, so muss die obere Spitze als positive Elektrode dienen, da sie heisser wird und mehr Licht ausgiebt. Dann müssen die Räder *G* und *H* gegen einander vertauscht werden.

Bei einer früheren Einrichtung der Lampe von Duboscq waren die Zahnstangen vermieden. Die Räder *K* und *H* griffen direct in einander. Die untere Stange *J*, welche von den Zahnrädern unabhängig war, wurde durch eine Kette, welche sich um die Peripherie des Rades *H* wickelte, gehoben, und von der Peripherie des Rades *G* ging durch das Rohr *B*

eine zweite Kette über Rollen bis nach *E*, wo sie den oberen Kohlenträger trug. Der Mechanismus der Lampe blieb sonst wesentlich derselbe. Nur war eine sehr sinnreiche Einrichtung getroffen, um je nach Bedarf, wenn das Verhältniss des Abbrennens der beiden Kohlen sich änderte, das Verhältniss der Peripherieen der Räder *G* und *H* zu ändern. Das kleinere der Räder besteht nämlich aus einer Scheibe *a* (Fig. 390 II.), in welcher 6 Einschnitte angebracht sind. Concentrisch mit dieser Scheibe dreht sich auf ihrer Axe eine zweite Scheibe *b* (III.). Auf derselben sind 6 Hebel *c* befestigt, deren Drehpunkte *d* sich nahe dem Mittelpunkt der Scheibe befinden, und die an ihren äusseren Enden Knöpfchen *e* tragen, welche in die Einschnitte der Scheibe *a* eingreifen (I.). Eine ringförmige Feder, welche gegen die äusseren Enden der Hebel *c* drückt, sucht beständig die Peripherie des durch die Knöpfe *e* gebildeten Kreises zu verkleinern. Dreht man nun die Scheiben *a* und *b* gegen einander, so kann man die Peripherie des durch die Feder gebildeten Kreises, auf welchen der den einen Kohlenhalter tragende Faden aufgewunden ist, beliebig verändern.

46. Zu Thl. I, §. 510. Erwärmung der Elektroden des Lichtbogens. Die stärkere Erwärmung der positiven Elektrode des Lichtbogens kann man als bedingt ansehen durch den Uebergang des Stromes aus der besser leitenden Kohle in die dünnere Luftschicht und umgekehrt, so dass das Phänomen dem Peltier'schen Versuch der Erwärmung und Erkältung der Löthstelle zweier Metalle entsprechen könnte. Indem nun Wild [1]) nach der Bildung des Lichtbogens plötzlich durch eine Wippe die Verbindung der Kohlenspitzen mit der Säule aufhob und sie mit einem Spiegelgalvanometer verband, erhielt er einen Ausschlag, der einen Strom von der kalten zur warmen Kohlenspitze angab und so also die Bildung eines Thermostromes zwischen den Kohlenspitzen und der dazwischen befindlichen Luft anzeigte. Völlig wäre hier die Bildung einer Polarisation der Kohlen noch nicht ausgeschlossen, indem sich die in denselben stets befindlichen Salze bei dem Durchgang des Stromes zersetzen; indess ist es doch unwahrscheinlich, dass diese Polarisation allein den Gegenstrom bedingt.

Von derselben Ansicht geleitet, hatte ich schon früher die Temperaturdifferenz der Platinspitzen untersucht, zwischen denen die Funken eines Ruhmkorff'schen Apparates überschlugen. So viel einige vorläufige, indess noch nicht endgültige Versuche zu schliessen gestatten, ist bei gleicher Anzahl der Unterbrechungen des inducirenden Stromes die Temperaturdifferenz vom Abstand der Elektroden unabhängig und der Intensität der inducirten Ströme nahezu proportional; welches Resultat mit obiger Ansicht übereinstimmen würde.

[1]) Wild, Pogg. Ann. Bd. CXI, S. 624. 1860.*

47. Zu Thl. I, §. 514. Lichtbogen zwischen Quecksilberelektroden. Way [1]) hat den Lichtbogen hergestellt, indem er aus einem Trichter durch ein ziemlich enges Glasrohr Quecksilber in ein weiteres, mit Quecksilber gefülltes Gefäss ausfliessen lässt, und das letztere, so wie das Quecksilber im Trichter mit den Elektroden der Säule verbindet. Der Quecksilberstrahl im Glasrohr zerstäubt, und es bildet sich an seiner Stelle ein heller Lichtbogen. Das Glasrohr erhitzt sich dabei so stark, dass sich keine Quecksilbertropfen auf demselben condensiren. Das Licht des Bogens ist sehr bläulich; sein Spectrum zeigt wenig rothe, viel blaue Strahlen und namentlich helle Linien in der Nähe der Fraunhofer'schen Linie *H*. Da die Luft in der Glasröhre durch die Quecksilberdämpfe ausgeschlossen ist, zeigt das Spectrum nur die den letzteren eigenthümlichen, auch von Angström an den Inductionsfunken (Thl. II, §. 743) beobachteten hellen Linien.

48. Zu Thl. I, §. 515. Lichtbogen in Flüssigkeiten. Leitet man einen Strom von etwa 10 Bunsen'schen Elementen durch zwei Kupferdräthe als Elektroden durch verdünnte Schwefelsäure ($^1/_{10}$), so überzieht sich die positive Elektrode mit schlecht leitendem, in der Säure schwer löslichen Oxyd; die Stromintensität nimmt ab. Die Oxydhülle wird dicker, fällt ab, und die Intensität steigt. Endlich nach wiederholtem Eintreten dieser Erscheinung zeigt sich namentlich an der Spitze des Drathes eine starke Bildung von Oxyd, welches mit einem zischenden Geräusch fortgeführt wird, während der Drath sich zuspitzt, und die Stromintensität bedeutend steigt. Bei Annäherung eines Magnetes rotiren dann die Oxydtheilchen in der Säure. Möglicher Weise bildet sich hier an dem Ende des Drathes ein kleiner Lichtbogen, durch den diese Phänomene verursacht werden, und der sich nach dem Ueberzug des Drathes mit der schlechtleitenden Hülle namentlich an der Spitze desselben leicht einstellt, wo die Dichtigkeit der Elektricität am grössesten ist [2]).

49. Zu Thl. I, §. 516, 517 (auch Thl. II, §. 772). Mechanische Wirkung des Funken. Forbes hatte gefunden, dass bei Anwendung eines Trevelyaninstrumentes, in welchem der Wieger oder die Unterlage aus Wismuth geformt ist, beim Hindurchleiten des Stromes kein Tönen erfolgt. Nach Reitlinger [3]) fehlt dasselbe namentlich bei stärkeren Strömen, tritt aber bei schwächeren Strömen deutlich hervor, ebenso wenn der Apparat sich unter kaltem Wasser befindet. Auch tönt ein Wismuthwieger auf einer Unterlage von Antimon, oder umgekehrt ein Wieger von Antimon auf einer Unterlage von Wismuth nicht, wenn der Strom vom Antimon zum Wismuth fliesst, wohl aber bei umgekehrter Stromesrichtung. Ebenso tönt ein Messingwieger auf einer Wismuthunterlage stärker, wenn der Strom

[1]) Way und Gladstone, Phil. Mag. 1860. — [2]) Planté, Archives Nouv. Sér. T. VII, p. 332. 1860.* — [3]) Reitlinger, Sitzungsber. d. Wiener Akad. [2] Bd. XLV, S. 453. 1862.*

von letztgenanntem Metall zum Messing fliesst. Eine stärkere Temperaturerhöhung der Berührungsstellen von Wieger und Unterlage scheint also das Tönen zu verhindern, möglicher Weise in Folge eines oberflächlichen Abschmelzens der Kanten, welche bei dem niedrigen Schmelzpunkt des Wismuths besonders leicht eintreten kann. Aus demselben Grunde tönt ein Wieger von Wismuth auf einer Zinnunterlage zuweilen, nicht aber ein Zinnwieger auf einer Wismuthunterlage, da die scharfen Kanten der letzteren im zweiten Falle leichter abschmelzen.

Von allen Metallen tönt indess Eisen am besten, und zwar wenn sowohl Wieger als Unterlage aus demselben bestehen, viel besser, als z. B. ein Eisenwieger auf einer Bleiunterlage tönt. Auch dauert das Tönen unter dem auf 1''' (2^{mm}) Quecksilberdruck evacuirten Recipienten der Luftpumpe fort.

Wir hatten als Grund der Bewegungen des galvanischen Trevelyaninstrumentes und der auf Schienen rollenden Kugel von Gore nach den Versuchen von Paalzow einmal die ungleiche Erwärmung und Ausdehnung der einzelnen Stellen der einander berührenden Körper durch den Strom erwähnt, sodann auch die mechanische Wirkung der Funkenentladung zwischen den einander nur unvollkommen berührenden Stellen als Ursache der Bewegungen angegeben, indem durch dieselbe die Luft daselbst plötzlich auseinander gesprengt wird, und in ihr auch die Theilchen zerstäubt werden, welche die von den einander berührenden Körpern losgerissen sind. Leroux nimmt hiebei noch in Folge dieser Losreissung eine Art von Reactionswirkung bei der Funkenentladung an, und Reitlinger schliesst sich nach den Versuchen mit dem Trevelyaninstrument dieser Erklärung an, da im luftverdünnten Raum keine Ausdehnung der Luft eintreten könnte, und gerade bei Eisenelektroden ein besonders starkes Abreissen der Theilchen, z. B. auch bei der Bildung des Lichtbogens, sich zeigte. Gewiss kann indess unter verschiedenen Bedingungen die eine oder die andere der erwähnten Ursachen hauptsächlich zu der Hervorbringung der Bewegungserscheinungen Veranlassung bieten. — In gleicher Weise erklärt Reitlinger auch die von Poggendorff durch Inductionsströme hervorgerufenen Töne in aufgeschlitzten Blechröhren, deren Kanten sich nur lose berühren, wie wir ebenfalls mit Poggendorff dieselben auf die Funkenbildung zurückgeführt haben. Eine solche offene Blechröhre, mit ihren Kanten auf zwei mit den Polen einer Säule verbundene Metallunterlagen gelegt, deren Kanten die Ränder der Röhre in einem rechten Winkel schneiden, tönt gleichfalls, und zwar eine Röhre von Eisenblech besonders stark auf Unterlagen von Eisen. Es genügt hiebei zum Tönen ein continuirlicher Strom von etwa 12 Smee'schen Elementen, so dass die Unterbrechungen des Stromes nicht erforderlich sind. Es sollen hier nicht nur sichtbare Funkenentladungen, sondern auch dunkle Entladungen die Bewegung in gleicher Weise einleiten können. — Auch die Töne, welche man beim Durchleiten von Strömen durch Dräthe wahrnimmt, will Reitlinger auf dieselbe Ursache zurück-

führen. Nach Reitlinger, ähnlich wie nach de la Rive, soll nämlich der Strom aus einzelnen Entladungen zwischen den Molecülen der Körper bestehen, welche Reitlinger sich aus einzelnen Gasmolecülen zusammengesetzt denkt, und nun sollen diese Entladungen einzelne Gasmolecüle zwischen den Körpermolecülen hinbewegen, wodurch wiederum eine Reactions- und Stosswirkung eintreten würde. Die Wirkung des Magnetes, bei den Versuchen von de la Rive (Thl. II, §. 412), soll hiebei in einer Verstärkung des Extrastromes bei diesen sprungweisen Entladungen bestehen. — Indess dürften sich bei den zuletzt erwähnten Versuchen noch so manche andere Ursachen des Tönens und namentlich elektromagnetische Einwirkungen auffinden lassen, die man erst eliminiren müsste, ehe man einen Schluss auf die Richtigkeit dieser Hypothese machen dürfte.

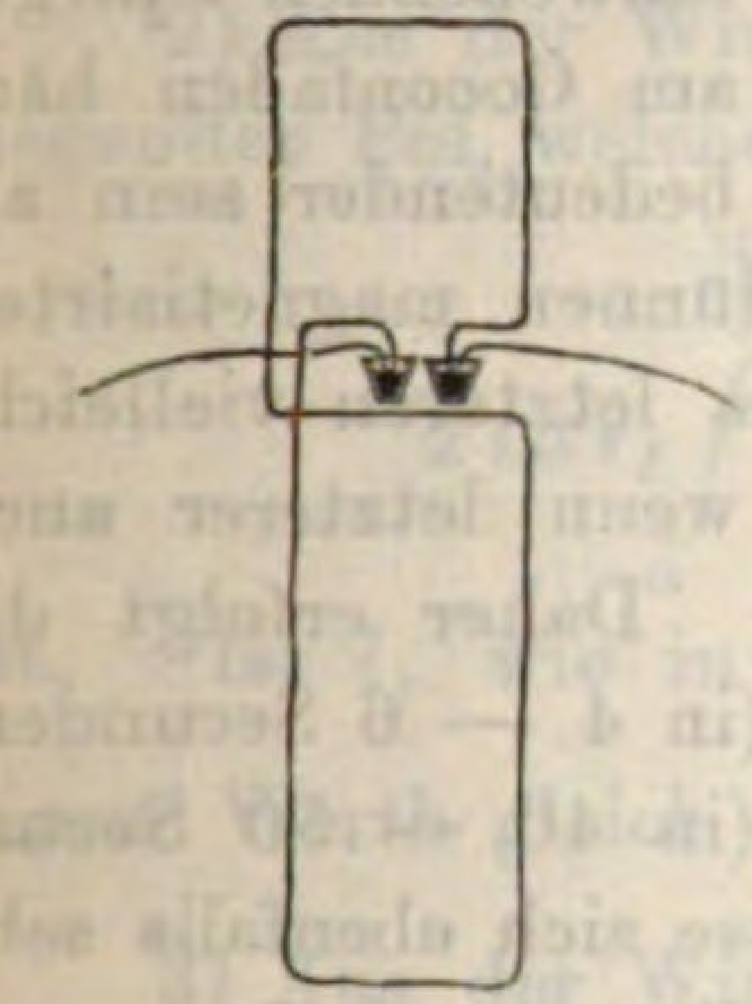
Moss [1]) beobachtete ein Tönen der gegen den Commutator eines kleinen magnetischen Rotationsapparates schleifenden Dräthe. Bei demselben rotirte ein Elektromagnet durch abwechselnde Umkehrung der Polarität unter Einfluss des Erdmagnetismus. Das Vibriren der Dräthe kann auch hier wohl durch die Funkenbildung auf dem Commutator hervorgerufen sein.

50. Zu Thl. II, §. 6. Abstossung der aufeinanderfolgenden Stromeselemente. Die Beweiskraft des Versuches von Ampère, durch welchen er die Abstossung zweier aufeinander folgender Theile desselben Stromes nachweisen wollte, ist öfter in Zweifel gezogen worden. Meist schrieb man das Gelingen desselben der Wechselwirkung der in den Quecksilberrinnen des betreffenden Apparates fliessenden Stromestheile auf den gegen die Längsrichtung der Rinnen verticalen Theil des in ihnen schwimmenden Bügels zu; wie auch neuerlich Croll [2]). Indess würde sich dieser Einfluss leicht durch Verlängerung der in den Rinnen schwimmenden, ihnen parallelen Arme des Bügels vermeiden lassen. Auch haben Logeman und van Breda [3]) durch einen directen Versuch gezeigt, dass diese Ursache keine so kräftigen Wirkungen wie die Abstossung des Bügels hervorrufen kann. Sie liessen über den horizontalen, in entgegengesetzter Richtung vom Strom durchflossenen Quecksilberrinnen des Ampère'schen Apparates einen in sich geschlossenen viereckigen Leiter Fig. 391 auf zwei in Quecksilbernäpfe tauchenden Stahlspitzen so schweben, dass sein unterer horizontaler Theil senkrecht gegen die Längsausdehnung der Rinnen stand. Der Leiter war so gebogen, dass bei Verbindung der Quecksilbernäpfe mit den Polen der Säule der Einfluss des Erdmagnetismus

[1]) Moss, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 316. 1861.* — [2]) Croll, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 247. 1861;* Forbes, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 81. 1861;* Tait, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 319. 1861.* — [3]) Van Breda (und Logeman), Phil. Mag. [4] Vol. XXIII, p. 140. 1862.*

auf denselben eliminirt war. Selbst wenn der Abstand der Quecksilberrinnen von dem Leiter viel kleiner war, als der Abstand des horizontalen Theiles des Bügels des Ampère'schen Apparates von denselben, war keine Bewegung desselben wahrzunehmen. Neuerdings hat Forbes denselben Versuch in anderer Form mit negativem Resultat angestellt. Er befestigt an dem einen Ende des horizontalen Armes einer Drehwage einen hufeisenförmig gebogenen Drath, dessen Enden gegen die Enden zweier anderer gerader Dräthe stossen, welche mit den Polen einer Säule verbunden sind. Auch bei Einschaltung einer Spirale in den Schliessungskreis des Stromes bemerkte er statt einer Abstossung eine Anziehung. Indess können bei diesem Versuche Adhäsionserscheinungen und dgl. wohl das negative Resultat erklären (vergl. Thl. I, §. 516 u. flgde).

Fig. 391.



Liegen die Enden des Bügels sehr lose an den festen Dräthen, so erhält man im Gegentheil stets eine Abstossung, und zwar nicht nur in Folge der Ampère'schen elektrodynamischen Abstossung, sondern auch in Folge der Erhitzung und Funkenbildung an der Contactstelle. In ähnlicher Weise bemerkten Logeman und van Breda eine Abstossung von Eisenkugeln von 8 — 9^{mm} Durchmesser, welche in einer Reihe nebeneinander aufgehängt waren, und durch die der Strom von 10 Grove'schen Elementen geleitet wurde. Zwischen je 2 Kugeln zeigten sich dann auch Funken. Diese Funken hören erst bei stärkerem Druck der einander berührenden Metallstücke gegeneinander auf; und erst bei einem Drucke von 1 bis 2,5 Grammen stellt sich eine beständige, wenn auch sehr veränderliche, Leitung des Stromes zwischen ihnen her[1]).

Tait hat neuerdings den Ampère'schen Versuch mit besserem Erfolge wiederholt, indem er den schwimmenden Bügel in seinem Apparat durch eine mit Quecksilber gefüllte Röhre ersetzte, wo dann an den Contactstellen des Bügels mit dem Quecksilber der Rinnen keine secundären Wirkungen, wie thermoelektrische Erregungen u. s. f., auftreten können.

51. Zu Thl. II, §. 181. Spiegelgalvanometer. Ein neuerdings von Meissner und Meyerstein[2]) construirtes Spiegelgalvanometer unterscheidet sich von dem von mir construirten dadurch, dass die dämpfende Kupferhülle und die Drathspiralen nicht durch die den Coconfaden einschliessende Glasröhre unterbrochen sind, sondern letztere voll über die Hülle hinüber gewickelt sind. Hierdurch wird das Instrument noch empfindlicher. Bei einer anderen Einrichtung werden die Spiralen dem Magnet zunächst gebracht und erst äusserlich mit der dämpfenden Ku-

[1]) Mousson, Archives Nouv. Sér. T. XII, p. 25. 1861.* — [2]) Meissner und Meyerstein, Henle und Pfeuffer, Zeitschrift Bd. I; Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 132. 1861.*

pferhülle umgeben. Ferner wird der Stahlspiegel durch einen magnetisirten Stahlring ersetzt, und derselbe durch einen ⊐förmigen Bügel mit einem über den Spiralen an einem Coconfaden schwebenden Spiegel verbunden. Das gesammte Trägheitsmoment des am Coconfaden hängenden Spiegels mit Bügel und Magnetring möchte bedeutender sein als das Trägheitsmoment des von mir verwendeten, dünnen magnetisirten Stahlspiegels, während das magnetische Moment des letzteren vielleicht bedeutender sein möchte, als das des Magnetringes, wenn letzterer auch im Verhältniss zu seiner Masse stark magnetisch ist. Daher erfolgt die Einstellung des Spiegels in dem älteren Apparate (in 4 — 6 Secunden) durch die Dämpfung schneller, als in dem neuen (in 40 — 50 Secunden). Die Aufhängung des Stahlspiegels in jenem liesse sich ebenfalls sehr leicht, wenn erforderlich, mittelst eines Bügels herstellen.

Die Astasirung wird sehr zweckmässig durch zwei Magnetstäbe vermittelt, die oberhalb des Galvanometers horizontal und in gleicher Richtung mit der Axe des Magnetringes liegen, und von denen der eine stärkere unverrückt bleibt, der andere schwächere gehoben und gesenkt wird. Man bedarf dann keiner so feinen Einstellung des Magnetes, um die Astasie zu bewirken [1]).

52. Zu Thl. II, §. 192 u. folgende. Einrichtung des Galvanometers [2]). Im Allgemeinen giebt man den Windungen des Drathes einer Tangentenboussole die Form eines Kreises, in dessen Mitte eine kleine Nadel schwebt. Dagegen giebt man den Windungen eines Multiplicators, eine durch zwei parallele, an den Enden durch Halbkreise verbundene gerade Linien begränzte Form, in deren Mitte eine Nadel schwebt, deren Länge etwa der Länge der geraden Parallellinien gleich ist. Man kann sich nun die Frage stellen, welchen Querdurchschnitt man den Drathwindungen geben muss, damit ein durch dieselben geleiteter Strom auf die Nadel das Maximum des Drehungsmomentes ausübt.

Im ersten Falle sei der Radius einer kreisförmigen Windung des Multiplicators gleich r, der Abstand des einen Poles der Nadel von ihrer Ebene gleich x, dann ist die Kraft, mit welcher ein Strom von der Intensität i die Nadel abzulenken strebt, gleich

$$D = \frac{2\pi\mu i r^2}{(r^2 + x^2)^{3/2}},$$

wo μ der Magnetismus der Nadel ist.

Im zweiten Falle sei der Radius der Halbkreise am Ende der Windungen gleich $r_{/}$, die Länge der geraden Theile zwischen denselben und ebenso der Nadel gleich l. Die Wirkung jeder Windung, deren Ebene im Abstande x von dem einen Pol der Nadel sich befindet, setzt sich aus drei Theilen zusammen.

[1]) Die Astasirung einer beweglichen Nadel durch einen festen Magnet ist schon im Jahre 1817 von Hauy (Gilb. Ann. 1819. Bd. LXIII, S. 104) benutzt worden. —
[2]) W. Weber, Abhandlung der Göttinger Gesellschaft Bd. X, S. 26. 1862.

1) aus der Wirkung jedes Halbkreises auf den in seiner Mitte liegenden Pol, welche gleich $\frac{\pi i \mu r_I^2}{(r_1^2 + x^2)^{3/2}}$ ist.

2) Aus der Wirkung des Halbkreises auf den auf der anderen Seite liegenden Pol, welche (Thl. II, §. 146 u. flgde.) gleich

$$2 i \mu r_I \int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{l \cos\varphi + r_I}{(l^2 + r_I^2 + x^2 - 2 l r_I \cos\varphi)^{3/2}}\, d\varphi$$

ist. Ist l, wie in vielen Fällen, gegen r_I und x sehr gross, so ist dieser Werth gleich $\frac{2 i \mu r_I}{l^2}$ zu setzen.

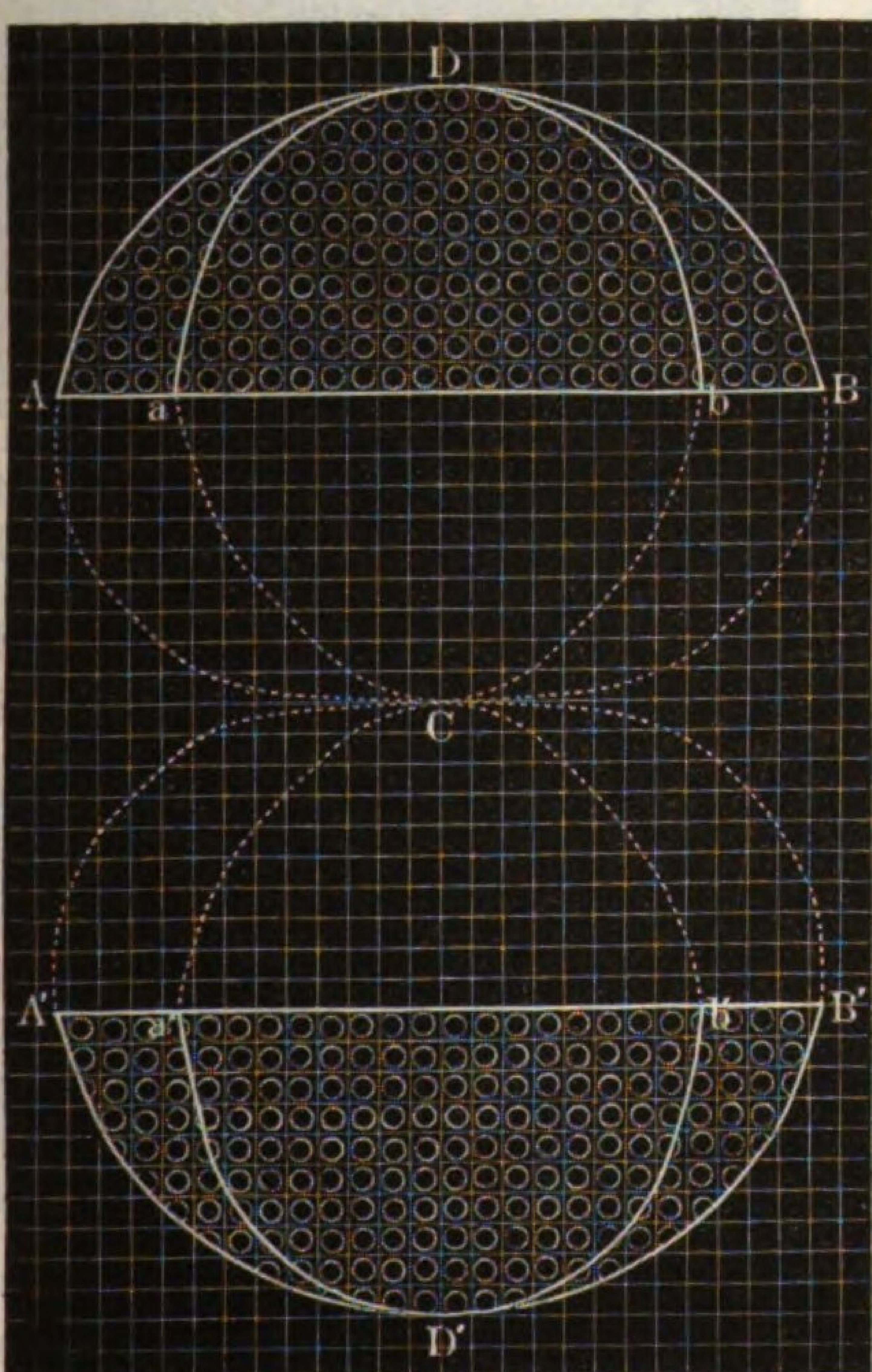
3) Aus der Wirkung der geradlinigen Theile der Leitung, welche (Thl. II, §. 88) gleich $\frac{2 i \mu r_I l}{(r_1^2 + x^2)\sqrt{l^2 + r_1^2 + x^2}}$ ist.

Vernachlässigt man die Wirkung 2) gegen 1) und 3), und wiederum r_I und x gegen l, so erhält man die gesammte Wirkung

$$D_I = \mu i \left(\frac{r_1^2 \pi}{(r_1^2 + x^2)^{3/2}} + \frac{2 r_I}{(r_1^2 + x^2)}\right).$$

Wird der Werth von D oder D_I für alle Windungen berechnet und addirt, so muss er unter den, durch die Anordnung der Apparate gebotenen Bedingungen ein Maximum werden.

Fig. 392.



Man kann also z. B. verlangen, dass jede Längeneinheit des zu den Multiplicatoren verwendeten Drathes im Mittel ein möglichst grosses Drehungsmoment ergebe. Dann werden die durch resp. $2\pi r$ oder $2(l + \pi r_I)$ dividirten Werthe von D oder D_I, über alle Windungen integrirt, ein Maximum sein müssen. Weber berechnet dasselbe unter der Voraussetzung, dass beim Eintreten desselben jedes Element aller äussersten Windungen der Multiplicatoren ein gleiches Drehungsmoment auf die Nadel ausübe. Dann müssen also die Werthe $\frac{D}{2\pi r}$ und $\frac{D_I}{2(l + \pi r_I)}$ in jenen Windungen constant sein.

Aus dieser Bedingung entwickelt Weber die Gestalt des Querschnitts der Windungen, während die innere Fläche derselben die Nadel möglichst eng umschliessen muss. Dieselbe würde nach ihm für die betrachteten Fälle durch Figur 392 (a. v. S.) dargestellt werden, und zwar für einen kreisförmigen Multiplicator durch ADB, für einen verlängerten durch aDb.

Eine häufiger vorkommende Aufgabe ist die, dass die Windungen einen rechteckigen Querschnitt besitzen.

Bei Kreisform der Windungen sei ihr innerer Radius R, die Höhe des von ihnen eingenommenen Raumes in der Richtung des Radius gleich a, die Breite desselben gleich $2b$. Denken wir uns die Windungen als einen massiven Ring, in dem jedes einzelne Element von einem Strom von der Intensität i durchflossen ist, so ist das von demselben auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment

$$\varDelta = 4\pi\mu i \int\limits_R^{R+a} \int\limits_0^b \frac{r^2\,dr\,dx}{(r^2+x^2)^{3/2}} = 4\pi\mu i b \log \frac{R+a+\sqrt{b^2+(R+a)^2}}{R+\sqrt{b^2+R^2}}$$

Besteht der Multiplicator aus n Drathwindungen, durch welche der Strom mit der Intensität i fliesst, und deren jede den Querschnitt d besitzt, so ist nun sein Drehungsmoment $\varDelta_n = \frac{\varDelta}{2ab}\, n = \frac{\varDelta}{d}$.

Ist die Länge des zu dem Multiplicator verwendeten Drathes gleich l, sein Widerstand w, sein specifischer Widerstand ϱ, also $d = \varrho\,\frac{l}{w}$, so ist sein Volum $V = 2ab\pi\,(2R+a) = ld = \frac{\varrho}{w}\,l^2$.

Wird hieraus der Werth für d in die obige Gleichung eingeführt, so ergiebt sich

$$\varDelta_n = \frac{\varDelta}{\sqrt{2ab\pi\,(2R+a)}}\sqrt{\frac{w}{\varrho}}$$
$$= 2\mu i \sqrt{\frac{2\pi w}{\varrho}} \cdot \sqrt{\frac{b}{(2R+a)a}} \cdot \log \frac{R+a+\sqrt{b^2+(R+a)^2}}{R+\sqrt{b^2+R^2}}$$

Ist der Rauminhalt gegeben, den der Drath erfüllen soll, so kann man in dieser Gleichung a in b ausdrücken. Ist ferner ein bestimmter Radius R gegeben, so kann man durch Differentiation obiger Gleichung den Werth von b finden, welcher dem Maximum des von dem Multiplicator auf die Nadel ausgeübten Drehungsmomentes entspricht. Aus b berechnet sich dann auch a. Den Widerstand w des Drathes wird man, wenn der Multiplicator zu bestimmten Messungen benutzt werden soll, stets so wählen, dass derselbe dem Widerstand der äusseren Leitung möglichst gleich ist.

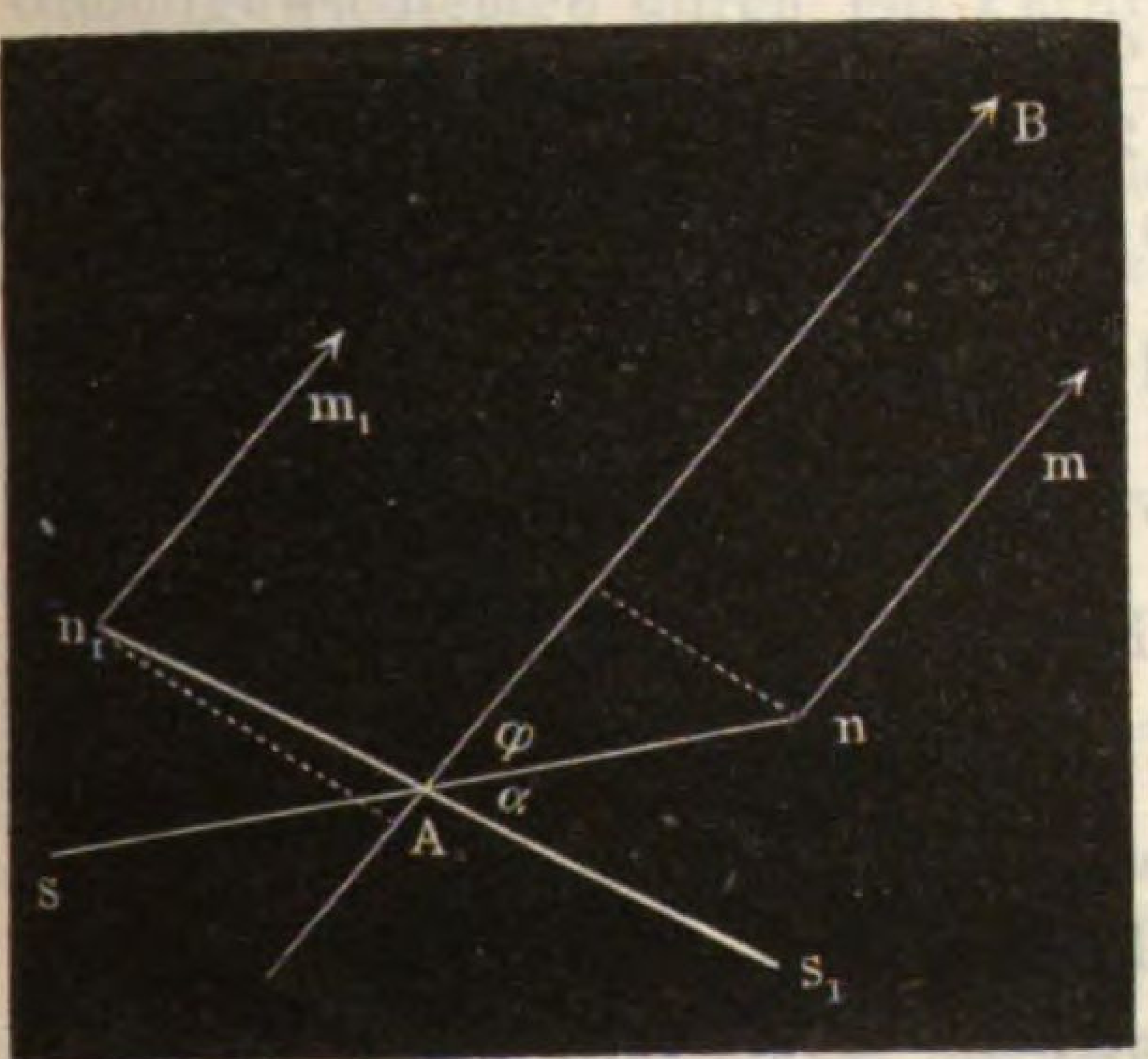
Die der Nadel durch einen, während der Zeiteinheit andauernden Strom von der Intensität Eins ertheilte Drehungsgeschwindigkeit, welche als Maass der Empfindlichkeit des Apparates dienen kann, wird sich sodann unmittelbar nach der Berechnung der Werthe w, a und b bestim-

men lassen. — Ist Δ_1 das dem Strom Eins hiernach entsprechende Drehungsmoment, K das Trägheitsmoment der Nadel, so ist jenes Maass $f = \frac{\Delta_1}{K}$. Nach Thl. II, §. 784 Gl. 3 ist nun der Widerstand eines Multiplicators $w = \frac{\Delta^2}{4} \cdot \frac{2t_1}{K\lambda}$ [1], wo t_1 die Schwingungsdauer der Nadel, λ das logarithmische Decrement ihrer Schwingungen bei geschlossenem Multiplicator ist. Danach ist $\lambda = \frac{K t_1}{2w} f^2$.

Das die Grösse der Dämpfung messende logarithmische Decrement λ ist also dem Quadrat der Empfindlichkeit des Instrumentes proportional und erreicht daher mit dieser zugleich ein Maximum.

53. Zu Thl. II, §. 196. Astatische Nadeln. Du Bois-Reymond [2]) hat das Verhalten astatischer Systeme genauer betrachtet, in denen noch durch den Erdmagnetismus temporäre Magnetismen erzeugt werden. Es seien die magnetischen Momente der Nadeln M und M', wo $M > M'$; es sei der Winkel zwischen den Axen der Nadeln gleich α (vergl. Fig. 393), der Winkel zwischen der stärkeren von ihnen und dem Meridian gleich φ; es seien ferner die in ihnen durch den Erdmagnetismus erzeugten temporären Momente, wenn sie dem Meridian parallel liegen, m und m', also ihre temporären Momente in ihrer betreffenden Lage $m \cos \varphi$ und $m' \cos(\varphi + \alpha)$; es sei endlich die horizontale Componente des Erdmagnetismus gleich Eins.

Fig. 393.



Die gegenseitige magnetisirende Einwirkung der Nadeln auf einander mag zunächst vernachlässigt werden. Dann ist das auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment:

$$D = (M + m \cos \varphi) \sin \varphi - [M' - m' \cos(\varphi + \alpha)] \sin(\varphi + \alpha).$$

Diese Formel kann man sehr zweckmässig umändern. Es mache das astatische System, oder genauer die Halbirungslinie des Winkels α mit der auf dem Meridian senkrechten Horizontallinie den Winkel β, so ist $\varphi = 90^0 - \left(\beta + \frac{\alpha}{2}\right)$. Setzt man dann noch $m = m' = m_0$, da jedenfalls der Stoff der beiden Nadeln nahezu derselbe ist, also ihre temporären Momente m und m' nicht sehr verschieden von einander sind, so ist das auf die Nadeln ausgeübte Drehungsmoment:

[1]) In der citirten Gleichung ist $\Delta = \frac{2 n \pi M}{r}$. — [2]) E. du Bois-Reymond, Pogg. Ann. Bd. CXII, S. 1. 1861.*

$$D = (M - M') \cos\frac{\alpha}{2} \cos\beta + 2 m_0 \cos\alpha \cos\beta \sin\beta - (M + M') \sin\frac{\alpha}{2} \sin\beta.$$

Sind die Momente der Nadeln völlig gleich, also $M = M_I$, so verschwindet das erste Glied, sind die Nadeln einander völlig parallel, also $\alpha = 0$, das dritte; sind endlich die temporären Momente m_0 zu vernachlässigen, so ist das zweite Glied zu vernachlässigen.

Die Gleichgewichtslagen des astatischen Systems in anderen Fällen sind durch Betrachtung der Aenderung der Vorzeichen des Drehungsmomentes D zu ermitteln. Wir wollen dabei den Winkel β von 0 bis 360° in der Richtung zählen, den der Nordpol der Nadel m beschreibt, wenn das astatische System aus der auf dem Meridian senkrechten Aequatoriallage in die Meridianlage übergeht. Die Aequatoriallagen treten also für $\beta = 0$ und 180°, die Meridianlagen für $\beta = 90°$ und 270° ein. Praktisch wichtig sind folgende Fälle:

1. $M = M'$ und $\alpha = 0$. Labiles Gleichgewicht des Systems für $\beta = 0$ und 180°, stabiles für $\beta = 90$ und 270°.

2. $\alpha = 0$ und $M > M'$. Stabiles Gleichgewicht für $\beta = 90°$. Kann $2 m_0 \cos\alpha \sin\beta > (M - M') \cos\frac{\alpha}{2}$ werden, so ist auch für $\beta = 270°$ stabiles, im gegentheiligen Fall labiles Gleichgewicht.

3. $M = M' = M_0$. Ist einmal $m_0 \cos\alpha \cos\beta - M_0 \sin\frac{\alpha}{2}$ schon für sehr kleine Werthe von β negativ, so ist stabiles Gleichgewicht für $\beta = 0$ und labiles für $\beta = 180$. Ist $m_0 \cos\alpha \cos\beta - M_0 \sin\frac{\alpha}{2}$ schon für kleine Werthe von β positiv, so ist für $\beta = 0$ das Gleichgewicht labil; stabil dagegen für $\beta = \pm \alpha_I$, wo α_I zwischen 0 und 90° liegt und sich letzterem um so mehr nähert, je kleiner α ist.

4. Alle drei Glieder von D bestehen. Stabiles Gleichgewicht für $\beta = \alpha_1$, wo $\alpha_1 > \alpha$ zwischen 0 und 90° liegt. Labiles Gleichgewicht für $\beta = 180 + \alpha_{II}$, wo $\alpha_{II} < \alpha_I$ ist. Je nach dem Verhältniss der Kräfte kann auch noch im vierten Quadranten eine stabile Gleichgewichtslage für $\beta = 270 + \alpha_{III}$, eine labile für $\beta = 270 + \alpha_{IV}$ eintreten, wo $\alpha_{IV} > \alpha_{III}$ ist. Ist $(M - M') \cos\frac{\alpha}{2} = (M + M') \sin\frac{\alpha}{2}$, so sind die Gleichgewichtslagen symmetrisch gegen einen Durchmesser, der um 45° von der Aequatoriallinie abweicht.

5. Wird m_0 immer kleiner, so finden sich im vierten Quadranten keine Gleichgewichtslagen; die anderen nähern sich im ersten und dritten Quadranten demselben Durchmesser, dessen Winkelabstand ψ von der Aequatoriallage für $m_0 = 0$ durch folgende Gleichung gegeben ist, welche der von Moser und Lloyd[1]) aufgestellten (Thl. II, §. 196) völlig entspricht:

[1]) Humphrey Lloyd, Transact. of the Royal. Irish Academy Vol. XXII, Pt. 1, p. 249. 1849.

$$tg\,\psi = \frac{M - M'}{M + M'}\,ctg\,\frac{\alpha}{2}.$$

54. Zu Thl. II, §. 238. **Magnetismus der Ellipsoide.** Aehnlich wie Plücker hat Dronke [1]) den Magnetismus zweier ungleichaxiger Ellipsoide von Eisen und Nickel bestimmt, deren Halbaxen 36^{mm}, $22,7686^{mm}$ und 18^{mm} betrugen, so dass sich die Quadrate derselben wie $A^2 : B^2 : C^2$ wie 400 : 160 : 100 verhielten. Dieselben waren an dem Silberfaden einer Drehwage zwischen zwei horizontalen Elektromagneten (zweien mit je 522 Windungen Kupferdrath umgebenen, conaxial in einem Abstand von 1475^{mm} von einander hingelegten Eisenkernen von 540^{mm} Länge und 100^{mm} Dicke, deren einander zugekehrte Enden abgerundet waren) so aufgehängt, dass die eine der drei Hauptaxen vertical hing, und die grössere horizontale Hauptaxe mit der magnetischen Axe zusammenfiel. Bei der bedeutenden Entfernung der Magnete kann man das Magnetfeld, in dem sie sich befanden, als gleichartig ansehen. Es wurde die Schwingungsdauer der Ellipsoide bestimmt, indem man ihre Durchgänge durch die Gleichgewichtslage durch ein Fernrohr beobachtete und gleichzeitig die Zeit an einem Chronometer ablas. Die Versuche wurden jedesmal bei zwei, um 180° von einander abstehenden Lagen der Ellipsoide angestellt. Die Oscillationsdauern betrugen, je nachdem die grössere, mittlere oder kleinste Axe vertical hing, bei dem Ellipsoid von

	ϑ_a	ϑ_b	ϑ_c
Eisen . . .	99,5	154	104
Nickel . .	145,5	51	83,5.

Die Gleichung (4) des §. 238, Thl. II.

$$\frac{A^2 + C^2}{\vartheta_{a^2}} + \frac{B^2 + C^2}{\vartheta_{b^2}} - \frac{A^2 + C^2}{\vartheta_{c^2}} = 0$$

wurde so weit erfüllt, dass die Summe der ersten beiden Glieder in derselben resp. 7,612 und 6,920, das dritte Glied 7,726 und 7,030, also die Differenz nur 0,114 und 0,110 betrug. Der Winkel w zwischen den magnetischen Axen ergab sich im Mittel

bei dem Ellipsoid von Eisen . . 28°5′
„ „ „ „ Nickel . . 29°58′.

Bei directer Bestimmung der Lage der Axen nach der Methode von Plücker ergab sich dieser Winkel beim Eisenellipsoid etwa 28°, beim Nickelellipsoid nahe 30°. Wäre die Inductionsconstante des Eisens und Nickels $k = 1$, so würde $w = 27°30'$ sein. In Folge der Abweichungen ergiebt sich für Eisen $k = 0,9945$, für Nickel $k = 0,9741$; indess würden kleine Beobachtungsfehler diese Zahlen wesentlich abändern.

55. Zu Thl. II, §. 240. **Die Vertheilung der magnetischen Mo-**

[1]) Dronke, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 437. 1862.*

mente der Moleküle eines linearen Stabes hat Lamont[1]) in einfacher Weise berechnet. Dieselben setzen sich zusammen aus dem durch die ursprüngliche magnetisirende Kraft erregten Moment und dem durch die Wechselwirkung der Moleküle auf einander erregten Moment. Wir nehmen an, dass nur die unmittelbar einander berührenden Pole zweier Moleküle auf die benachbarten Moleküle magnetisirend einwirken, und die freien Magnetismen der Moleküle nur an den Enden der magnetischen Axe derselben angehäuft seien. Ist dann z. B. der freie Magnetismus an den Polen zweier benachbarter Moleküle A und B in Folge der directen Magnetisirung durch äussere Kräfte μ_1 und μ_2, so wird der Magnetismus μ_1 in dem Molekül B eine Vertheilung der Magnetismen $\pm \alpha \mu_1$, der Magnetismus μ_2 in A die Magnetismen $\pm \alpha \mu_2$ hervorrufen. $\alpha \mu_1$ inducirt in A wiederum den Magnetismus $\alpha^2 \mu_1$ und $\alpha \mu_2$ in B den Magnetismus $\alpha^2 \mu_2$. So erhalten zuletzt die Moleküle A und B folgende Magnetismen:

$$m_1 = \mu_1 + \alpha\mu_2 + \alpha^2\mu_1 + \alpha^3\mu_2 + \alpha^4\mu_1 + \cdots = \frac{\mu_1 + \alpha\mu_2}{1 - \alpha^2}$$

$$m_2 = \mu_2 + \alpha\mu_1 + \alpha^2\mu_2 + \alpha^3\mu_1 + \alpha^4\mu_2 + \cdots = \frac{\mu_2 + \alpha\mu_1}{1 - \alpha^2}.$$

Sind die durch äussere Kräfte hervorgerufenen Magnetismen beider Moleküle $\mu_1 = \mu_2$, so ist

$$m_1 = m_2 = \frac{\mu}{1 - \alpha}.$$

Ist der Abstand der Pole jedes Moleküles ε, so ist das Moment desselben $M_I = \mu\varepsilon$, und das Moment beider zusammengelegter Moleküle

$$M_2 = \frac{2}{1 - \alpha} \cdot \mu\varepsilon.$$

In analoger Weise würden sich die Momente beim Zusammenlegen von mehreren Molekülen bestimmen lassen. So erhielte man z. B. das Moment von fünf zusammengelegten Molekülen:

$$M_5 = \frac{5 + 8\alpha - \alpha^2}{1 - 3\alpha^2}\,\mu\varepsilon, \quad \text{u. s. w.}$$

Liegen mehr Elemente zusammen, die durch äussere Kräfte magnetisirt worden sind, so lässt sich die Rechnung in ganz analoger Weise durchführen. Es sei ein Stab aus n gleichen Elementen zusammengesetzt. Das Element r habe allein den freien Magnetismus $\pm\mu$. Wir können dann entsprechend den obigen Betrachtungen berechnen, welchen Magnetismus das Molekül $r - s$ und $r + s$ annimmt. Derselbe stellt sich nach Lamont durch den Werth μA^s dar, in welchem

1) Lamont, Jahresbericht der Münchener Sternwarte für 1854.*

$$A^s = \alpha^s \cdot \Sigma = \alpha^s \left(\frac{1}{(1-x)^{s+1}} + \alpha^2 \cdot \frac{1}{(1-x)^{s+2}} \frac{1}{x} + \alpha^4 \cdot \frac{1}{(1-x)^{s+3}} \frac{1}{x^2} + \cdots \right)$$

$$= \alpha^s \left(\frac{1}{(1-x)^s} \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{x^2 + \alpha^2}{x} \right)} \right)$$

ist, wo in Σ jedesmal nach der Entwickelung der Potenzen die x enthaltenden Glieder fortgelassen werden.

Wird die Summe entwickelt, und sodann

$$\frac{\alpha}{q} = 1 - \alpha^2 - \alpha^4 - 2\,\alpha^6 - 5\,\alpha^8 - 14\,\alpha^{10} - 42\,\alpha^{12} \ldots \text{ oder } \alpha = \frac{q}{1+q^2}$$

$$k = 1 + \frac{2}{1}\alpha^2 + \frac{4.3}{1.2}\alpha^4 + \frac{6.5.4}{1.2.3}\alpha^6 + \frac{8.7.6.5}{1.2.3.4}\alpha^8 = \frac{1}{1 - 2\alpha q} = \frac{1+q^2}{1-q^2}$$

gesetzt, so ist der freie Magnetismus des rten, $r+1$ten u. s. f. Elementes

$$\mu_r = k\,\mu\,q^0; \quad \mu_{r+1} = k\,\mu\,q^1; \quad \mu_{r+2} = k\,\mu\,q^2 \text{ u. s. f.}$$

Am Ende des Stabes kann die Vertheilung nicht weiter fortschreiten; daselbst erhalten die Elemente den freien Magnetismus:

$$\mu_n = k\mu\,(q^{n-r} - q^{n+r+2}); \quad \mu_{n-1} = k\mu\,(q^{n-r-1} - q^{n-r+3});$$
$$\mu_{n+2} = k\mu\,(q^{n-r-2} - q^{n-r+4}) \text{ u. s. f.}$$

Auf diese Weise erhält man den im mten Element durch den Magnetismus des rten Elements inducirten Magnetismus:

$$\mu_m = \frac{k\mu}{1 - q^{2n+2}}\,(q^{m-r} + q^{2n+m+r+2} - q^{2n-m-r+2} - q^{m+r}).$$

Besitzen alle Elemente des Stabes gleichen ursprünglichen Magnetismus, so müssen wir, um die Magnetisirung des mten Elementes zu bestimmen, in die Formel für r alle Werthe zwischen 1 und n einsetzen und addiren. Dann wird

$$\mu_m = \frac{k\mu\,(1+q)}{1-q} - \frac{k\mu\,(1+q)}{(1-q)\,(1+q^{n+1})}\,[q^m + q^{n-m+1}]\ ^{1)}.$$

[1] Diese Formel erhält man auch folgendermaassen: Es mögen die Moleküle 1, 2 ... ursprünglich die freien Magnetismen $\mu_1, \mu_2, \mu_3 \ldots$ erhalten, nach ihrer gegenseitigen Einwirkung auf einander mögen sie die Magnetismen $m_1, m_2 \ldots$ besitzen; dann ist

$$m_1 = \mu_1 + \alpha m_2; \; m_2 = \mu_2 + \alpha\,(m_1 + m_3); \ldots \; m_n = \mu_n + \alpha\,(m_{n-1} + m_{n+1}).$$

Ist nun der ursprüngliche Magnetismus μ aller Moleküle gleich; ist ferner die Länge ε eines Moleküls gegen seinen Abstand z vom Ende des Stabes sehr klein, so können wir $m_n = f(z)$, $m_{n-1} = f(z-\varepsilon)$, $m_{n+1} = f(z+\varepsilon)$ setzen und diese Werthe in Reihen entwickeln. Wir erhalten dann

$$m_n = \mu^n + 2\,\alpha\,(f + \frac{1}{1\,.\,2}\frac{d^2 f}{d z^2}\,\varepsilon^2 + \ldots);$$

welcher Gleichung durch einen Ausdruck:

$$f = \frac{\mu}{1 - 2\alpha} + B e^{\beta l} \left(e^{-\beta x} + e^{\beta x} \right)$$

genügt wird, wo $2\,l$ die Länge des Stabes, $x = l - z$ und B eine Constante ist. Dieser Ausdruck schliesst die Bedingung in sich, dass an beiden Enden des Stabes der Magnetismus gleich ist.

Diese Formel stimmt im Wesentlichen mit der von Green gegebenen überein.

Bildet der magnetische Körper einen geschlossenen Kreis von n Elementen, in welchem in den Elementen 1 bis s der gleiche Magnetismus μ durch äussere Kräfte erregt worden ist, so ergiebt sich nach Lamont der Magnetismus des mten Elementes:

$$M = k\mu \frac{1 - q^s}{(1 - q)(1 - q^n)} (q^{m-s+1} + q^{n-m}).$$

Wird also der geschlossene Kreis durch einen Elektromagnet von der Länge λ gebildet, an den ein Anker von der Länge λ_1 angelegt wird, so kann, abgesehen von der Wirkung der Magnetisirungsspirale auf den Anker, der freie Magnetismus der Endflächen des Magnetes dargestellt werden durch einen Werth von der Form

$$M_0 = A \frac{(1 - h^{\lambda})(1 + h^{\lambda_1})}{1 - h^{\lambda + \lambda_1}}$$

und die Tragkraft des Magnetes

$$P = 2 M_0^2.$$

In ähnlicher Weise berechnet Lamont auch die Anziehung zweier einander nicht berührender Stahlmagnete, die in einer Linie liegen, oder auch mit ihren beiden Polen einander gegenüberstehen.

Wollte man berücksichtigen, dass mit steigender magnetisirender Kraft die durch dieselben hervorgerufenen Magnetismen sich allmälig einem Maximum nähern, so könnte man den Werth μ durch $\frac{\gamma\mu}{1 + \gamma\mu}$ ersetzen.

56. Zu Thl. II, §. 261. Pole eines Magnetes nennt man die Angriffspunkte gleicher und paralleler magnetischer Kräfte, z. B. des Erdmagnetismus, welche auf die, auf beiden Hälften derselben verbreiteten freien Magnetismen wirken. Würden wir also die freien Magnetismen als Ordinaten auf dem Magnet als Abscissenaxe auftragen, so entspräche ihre Lage der Abscisse des Schwerpunktes der so gezeichneten Fläche (Thl. II, §. 319). Wir haben nun schon Thl. II, §. 55 angegeben, dass man durch Beobachtung der Schwingungsdauer einer Magnetnadel, welche vor verschiedenen Punkten eines vertical aufgestellten Magnetstabes aufgehängt ist, bestimmen kann, dass diese Pole nicht ganz mit dem Ende des Stabes zusammenfallen. Bei dieser Beobachtungsmethode ändert sich indess bei verschiedener Entfernung der Nadel von dem Stabe die Richtung der Kräfte zwischen den einzelnen Stellen des Stabes und den Polen der Nadel. Dasselbe geschieht, wenn man einen Magnetstab in horizontaler Lage in die magnetische Ostwestlage bringt und neben demselben und ihm parallel eine Declinationsnadel verschiebt, bis dieselbe sich in die Richtung des magnetischen Meridians einstellt. Damit die Resultante der vom Magnet ausgehenden Kräfte diese Richtung hat, muss man die

Nadel viel weiter zum Ende des Stabes hinschieben, als wenn sie gerade dem eigentlichen Pol desselben gegenüberstehen sollte. Wollte man auf diese Weise den Pol bestimmen, so müsste die Nadel etwas weiter von dem Stabe entfernt sein, dass man jene Kräfte als parallel ansehen könnte. Bei weiterer Entfernung der Nadel muss man dieselbe daher mehr von dem Ende des Stabes entfernen, um sie zur Einstellung zu bringen. Dabei tritt dann aber wiederum die Einwirkung des entfernter liegenden Poles mehr und mehr hervor, so dass bei noch grösserem Abstand von dem Stabe die Nadel wiederum weiter gegen sein Ende vorgeschoben werden muss. Dies zeigen auch folgende Versuche: Es wurde ein Eisenstab von 1^m Länge und 32^{mm} Durchmesser in der magnetischen Ostwestlage horizontal hingelegt. Derselbe war seiner ganzen Länge nach mit Drathwindungen umgeben, durch die ein Strom geleitet wurde. Parallel neben demselben wurde eine Magnetnadel von 32^{mm} Länge, deren Axe in verschiedenen Abständen b von der Axe des Stabes sich befand, so lange verschoben, bis sie sich jedesmal in den magnetischen Meridian einstellte, und nun der Abstand a des in ihrer Verlängerung liegenden Punktes des Stabes von dem zunächst liegenden Ende desselben notirt. So ergab sich:

b	60^{mm}	77,5	96,5	113,5	149,5	167,5	205	275,5	295,5
a	43^{mm}	54,5	65	72	79	83	86	77	71

und ebenso bei einem 500^{mm} langen, 10^{mm} dicken Eisenstabe:

b	72	90	109	127	145	163	181
a	37,5	44	48	48	46,5	42,5	38,7.

Nach diesen Beobachtungen müssten also bei den beiden Stäben von 1000 und 500^{mm} Länge die Pole jedenfalls weiter von den Enden derselben entfernt sein als 86^{mm} und 48^{mm}.

Ohne complicirte Rechnung wird man auf diese Weise die Lage der Pole eines Magnetstabes nicht bestimmen können; die einfachste experimentelle Methode, den Abstand l der Pole von einander, also auch von den Enden des Stabes aufzufinden, ist die Thl. II, §. 261 angegebene, indem man das Moment der Stäbe durch das Moment der Längeneinheit in seiner Mitte dividirt.

57. Zu Thl. II, §. 307. **Gesetze der Elektromagnete.** Mit meiner Ansicht, dass die von Dub aufgestellten Sätze in Bezug auf die Abhängigkeit des Momentes der Stäbe von ihrer Dicke und ihrer Länge, auf die Vertheilung der magnetischen Momente und freien Magnetismen nur als empirische, innerhalb der Beobachtungsgrenzen gültige Ausdrücke, nicht aber als allgemein gültige theoretische Gesetze anzusehen seien, hat sich Dub [1]) nicht einverstanden erklärt. Da mir seine Einwände auf Missverständnissen meiner Ausführungen sowohl, als auch der Bedeutung der

1) Dub, Pogg. Ann. Bd. CXV, S. 198. 1862.*

Grundbegriffe und ihrer Beziehungen zu einander zu beruhen schienen, so habe ich die in diesem Werke kurz berührten Punkte in diesem Felde weiter ausgeführt [1]), und namentlich auch vom theoretischen Standpunkt, dessen Richtigkeit a priori ohne Versuche festzustehen scheint, die Allgemeingültigkeit der scheinbar so einfachen Sätze von Dub zu widerlegen gesucht.

So erscheint es z. B. von vornherein nicht gut möglich, dass die Momente der, nur ihrer ganzen Länge nach mit der Magnetisirungsspirale bedeckten Stäbe eine einfache Function (der Quadratwurzel) ihrer Länge allein seien. Das magnetische Moment M eines Stabes ist nämlich eine Function f der auf seine einzelnen Punkte wirkenden magnetisirenden Kräfte. Aendern sich diese letzteren auf der Länge der Stäbe von ihrer Mitte an, so können wir sie wiederum als eine Function φ des Abstandes α der einzelnen Punkte von der Mitte darstellen, so dass $M = f\,[\varphi\,(\alpha)]$ wäre. Wäre nun in einem Stabe von nfacher Länge die Vertheilung der magnetisirenden Kräfte ganz dieselbe, wie in dem Stabe von einfacher Länge, so würden wir sein Moment M_n erhalten, indem wir in obiger Gleichung für α den Werth $n\alpha$ setzten. Es wäre in diesem Fall möglich, wenn auch durchaus nicht nöthig, dass alle Glieder von M_n dieselbe Potenz n^β, z. B. die Quadratwurzel von n enthielten, wo dann $M_n = n^\beta f\,[\varphi\,(\alpha)]$ geschrieben werden könnte, und die Function $f\,[\varphi\,(\alpha)]$ bei verschiedenen Stäben dieselbe wäre. Nur in diesem Fall nähme das Moment M_n der verschieden langen Stäbe dem Werth n^β proportional zu. Aendert sich aber ausser der Länge auch noch die Vertheilung der magnetischen Momente, so ändert sich nicht nur α in $n\alpha$, sondern auch die Form der Function φ. Dann können also durchaus nicht mehr die Momente M einfach einer Potenz der Länge proportional sein. Letzteres ist aber bei den, ihrer ganzen Länge nach mit der Magnetisirungsspirale bedeckten Stäben der Fall, da mit wachsender Länge der Stäbe die Länge ε der Enden derselben nahezu constant bleibt, auf der die magnetischen Scheidungskräfte sich um mehr als eine bestimmte Anzahl Procente von den Kräften in der Mitte des Stabes ändern; die Länge $l - 2\varepsilon$ der mittleren Theile, in denen jene Aenderung unter dem betreffenden Werth bleibt, aber zunimmt. Aehnlich liegende Punkte sind also durchaus nicht von gleichen magnetisirenden Kräften erregt. Im Gegentheil, ist der Stab sehr lang, so treten die Endstücke gegen das mittlere Stück immer mehr zurück, sein Moment wird immer mehr sich demjenigen nähern, welches er erhielte, wenn auf alle seine Theile gleiche magnetisirende Kräfte wirkten, und welches dann durch die, vermittelst Integration aus der Green'schen Formel erhaltene Gleichung $M = 2\left(a\,l - \frac{b}{\log m}\,(\mu^l - \mu^{-l}\right)$ dargestellt wird [2]). Selbst wenn also z. B. bei zwei bestimmten Stäben

[1]) G. Wiedemann, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 218. 1862.* — [2]) In Thl. II, §. 302 sind die Momente der Stäbe als Ganzes, wie es auch die Formel daselbst

von der Länge l und nl sich die Momente zufällig wie $l : n^{\beta} l$ verhielten, so würde dieses Verhältniss doch durchaus nicht bei allen beliebigen Werthen von n eintreten. — Ganz analoge Betrachtungen würden sich über die entsprechende Abhängigkeit der Momente der Stäbe von ihrer Dicke anstellen lassen. — Ohne auf diese Begründung einzugehen, hat Dub [1]) dagegen einen neuen Aufsatz geschrieben, in welchem er namentlich daran Anstoss nimmt, dass ich die für lineare Magnetstäbe gültigen Formeln auch auf solche von endlicher Dicke angewendet hätte. Ist aber die Länge der Stäbe sehr gross gegen ihre Dicke, so wird ihr Zustand sich immer mehr dem der linearen Stäbe nähern; und so dürften (mit Rücksicht auf die Abnahme der Scheidungskraft an den Enden) wohl die Resultate, welche bei den längeren von Lenz und Jacobi angewendeten Stäben erhalten wurden, deren längster (4 Fuss lang, $1^3/_4$ Zoll dick) 27,43mal so lang ist als dick, mit dieser Formel verglichen werden. Ebenso ist leicht einzusehen, dass meine, der Einfachheit halber für lineare Stäbe angestellten Betrachtungen für die Abweichung des beobachteten Momentes an einzelnen Stellen der Stäbe von dem berechneten, sowie die Beziehungen zwischen freiem Magnetismus und Moment, auch für dickere Stäbe ihre Gültigkeit bewahren. Ich bedaure, dass auch alle übrigen Einwände von Dub gegen meine Ausführungen, sowohl in Betreff seiner Sätze, als auch des a priori, schon ohne experimentellen Beweis richtigen Satzes von Thomson, nicht zutreffen dürften, und zum Theil selbst bis in die Einzelheiten auf bedeutenden Missverständnissen beruhen, die sich ohne Schwierigkeit bei einer genauen Durchsicht dieses Werkes und meines Aufsatzes, sowie der Auslegungen ergeben dürften, welche Dub ihnen gegenüberstellt [2]).

58. Zu Thl. II, §. 316. Die Vertheilung der magnetischen Momente in Stahlstäben. Die Vertheilung der magnetischen Momente in Stäben hat Rothlauf [3]) in ähnlicher Weise wie van Rees durch die Inductionswirkung auf eine auf ihnen befindliche Drathrolle untersucht. Die Drathrolle bestand aus 2 über einander befindlichen Lagen von Kupferdrath, die auf einer Länge von 3,3 Linien einen Messingcylinder bedeckten. Der innere Durchmesser der Windungen betrug 2, der äussere 3,6 Linien. Dieselben liessen sich gerade bequem auf die cylinder-

zeigt, nur durch einfache Summation der nach der Formel von van Rees berechneten Momente ihrer einzelnen Theile, nicht aber nach obiger allgemeiner Formel berechnet (vergl. Dub l. c. S. 237). — [1]) Dub, Pogg. Ann. Bd. CXVIII, S. 516. 1863.* — [2]) So hatte ich z. B. (l. c. S. 236) gesagt, dass das Moment m der Stäbe von verschiedener Dicke d nach Lenz und Jacobi proportional dem Durchmesser derselben zunehme (nicht sei, es entspricht nämlich nach Lenz und Jacobi bei dickeren Stäben der empirischen Formel $m = 0{,}08664 + 0{,}1588\, d$). Um nun zu beweisen, wie viel weniger genau ich es mit den für meine Ansicht (gegen ihn) sprechenden Versuchen nehme, als im anderen Falle, zeigt dagegen Dub, dass die Quotienten $\frac{m}{d}$ von 44 — 25 abnehmen u. dgl. m. — [3]) Kasp. Rothlauf, Ueber die Vertheilung des Magnetismus in cylindrischen Stahlstäben. München 1861;* auch Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 592.*

förmigen Magnete aufschieben. Die Enden der Drathrolle waren mit einem Galvanometer mit Spiegelablesung verbunden. In der Spirale wurde der auf einem Schlitten befestigte Magnetstab vermittelst einer Schraube genau in verschiedenen Lagen festgestellt, da eine kleine Veränderung der relativen Lage des Magnetes und der Spirale schon sehr bedeutende Aenderungen in den Resultaten hervorrufen kann.

Die Drathrolle selbst befand sich in einer, an einem langen senkrechten Hebelarm befestigten Gabel; der Hebelarm wurde durch eine starke Feder gegen ein Messingstück gedrückt. Wurde dieses vermittelst eines Fadens gehoben, so bewegte sich in Folge des Federdruckes der Hebelarm mit der Drathrolle zurück, bis er an eine kleine Schraube anschlug. Auf diese Weise konnte die Spirale schnell über eine kleine Strecke auf der Oberfläche des Magnetes (2,286‴) fortbewegt werden. Die Versuche wurden jedesmal auf beiden Hälften der Magnete angestellt und das Mittel der Resultate genommen. Aus den beobachteten Werthen wurde die magnetische Intensität an jeder Stelle nach einer Formel berechnet, welche aus einer theoretischen Berechnung der Summe der Inductionswirkungen der der Inductionsspirale benachbarten Elemente der Magnete auf dieselbe bis zu je 13,716 Linien auf beiden Seiten der Mitte jeder ihrer Windungen hervorging. Die Vertheilung der Momente wurde für diese Elemente durch eine Formel $\mu = a + by + cy^2$ dargestellt, wo y den Abstand des Elementes von der Mitte der Spirale ausdrückt. Die Constanten wurden aus einzelnen Beobachtungen berechnet.

Die an 2mal 3 Stahlcylindern von 1,74‴ Dicke und 4,8 und 10 Zoll Länge angestellten Beobachtungen schliessen sich bis auf die Beobachtungswerthe an den Enden, welche viel zu klein ausfallen, recht gut der Kettenlinie an; nur nehmen die Werthe von der Mitte der Stäbe gegen das Ende hin allmälig ein wenig zu, indem wohl hier der freie am Ende des Stabes befindliche Magnetismus rückwärts vertheilend auf die übrigen Stellen wirkt, welche Wirkung nicht in die Berechnung gezogen ist.

So ergab z. B. der beobachtete (α) und nach der Formel der Kettenlinie berechnete (β) Ausschlag der Galvanometernadel, und die Differenz Δ beider, als die Mitte der Inductionsspirale um $2{,}286 \,.\, \varkappa$ Linien von dem einen oder anderen Ende eines 10 Zoll (I), 8 Zoll (II), 4 Zoll (III) langen Stabes entfernt war:

Magnet I. Länge = 10 p. Zoll; Dicke = 1,74 Lin.

	Ablenkung		Moment				
x	N. Pol	S. Pol	N. Pol	S. Pol	Mittel α	β	Δ
0	27,64	27,60	74,36	75,17	74,76	32,03	— 42,73
2	31,95	31,05	28,41	27,43	27,92	28,52	+ 0,62
4	26,78	25,10	27,16	25,22	26,19	25,39	— 0,80
6	23,54	22,00	23,51	21,90	22,70	22,60	— 0,10
8	20,44	19,30	20,34	19,09	19,71	20,08	+ 0,37
10	18,00	17,84	17,99	17,79	17,89	17,88	— 0,01
12	15,67	16,57	15,56	16,66	16,11	15,91	— 0,20
14	13,84	14,88	13,71	14,89	14,30	14,14	— 0,16
16	12,74	13,07	12,75	13,02	12,88	12,55	— 0,33
18	11,37	11,73	11,37	11,75	11,56	11,13	— 0,43
20	9,94	9,90	9,89	9,82	9,85	9,88	+ 0,03
22	8,80	8,73	8,79	8,57	8,68	8,74	+ 0,06
24	7,50	7,70	7,40	7,71	7,55	7,73	+ 0,18
26	6,80	6,30	6,73	6,15	6,44	6,82	+ 0,38
28	6,54	5,80	6,59	5,81	6,20	5,99	— 0,21
30	5,80	4,90	5,81	4,90	5,35	5,25	— 0,10
32	5,10	4,25	5,10	4,26	4,68	4,58	— 0,10
34	4,37	3,45	4,36	3,45	3,90	3,97	+ 0,07
36	3,74	2,44	3,74	2,44	3,09	3,42	+ 0,33
38	2,90	2,00	2,90	2,00	2,45	2,91	+ 0,46

Magnet II. Länge = 8 p. Zoll; Dicke = 1,74 Lin.

x	N. Pol	S. Pol	N. Pol	S. Pol	Mittel α	β	Δ
0	22,50	24,57	60,91	65,82	63,36	31,51	— 31,85
2	25,47	28,40	22,63	25,70	24,16	26,66	+ 2,50
4	20,60	22,67	20,67	22,80	21,73	22,55	+ 0,82
6	18,03	19,20	17,98	19,03	18,50	19,08	+ 0,58
8	15,83	16,47	15,84	16,42	16,13	16,13	+ 0,00
10	13,30	13,97	13,18	13,85	13,52	13,64	+ 0,12
12	11,58	12,00	11,50	11,90	11,70	11,52	— 0,18
14	10,30	10,70	10,32	10,78	10,55	9,72	— 0,83
16	8,67	8,57	8,57	8,52	8,54	8,21	— 0,33
18	7,30	6,77	7,29	6,74	7,01	6,91	— 0,10
20	5,77	5,67	5,67	5,69	5,68	5,80	+ 0,12
22	4,70	4,44	4,67	4,47	4,57	4,87	+ 0,30
24	3,77	3,05	3,82	2,94	3,38	4,05	+ 0,67
26	2,38	2,20	2,38	2,20	2,29	3,36	+ 1,07

Magnet II. Länge = 4 p. Zoll; Dicke = 1,74 Lin.

	Ablenkung		Magnetismus				
x	N. Pol	S. Pol	N. Pol	S. Pol	Mittel α	β	Δ
0	18,55	16,34	51,76	45,56	48,66	25,74	— 22,92
2	19,71	16,96	17,38	14,80	16,09	18,37	+ 2,28
4	13,95	12,05	13,94	11,81	12,87	13,10	+ 0,23
6	10,34	8,67	10,20	8,46	9,33	9,33	+ 0,00
8	7,29	6,20	7,21	5,70	6,45	6,62	+ 0,17
10	4,63	4,85	4,52	5,01	4,76	4,68	— 0,08
12	2,40	3,43	2,40	3,43	2,91	3,26	+ 0,35

Rothlauf sucht durch seine Methode die Ungleichheiten in den Beobachtungen von van Rees zu vermeiden, bei denen die Inductionsspirale ganz von dem Magneten abgezogen wurde, und wo sich stets ungleiche Werthe bei dem Abziehen über den einen oder den anderen Pol ergaben. Theoretisch sind diese Ungleichheiten nicht begründet, wenn nur die Rolle jedesmal so weit von dem Magnet entfernt wurde, dass zuletzt das Potential der freien Magnetismen auf die Rolle gleich Null war. Es ist indess möglich, dass dies nicht vollständig auf beiden Seiten erreicht wurde, oder dass bei dem Abziehen die Zeit der Bewegung der Rolle, also die Zeitdauer des Inductionsstromes nicht ganz gegen die Schwingungsdauer der Nadel des Galvanometers zu vernachlässigen war, und so beim Abziehen der Rolle über den entfernteren Pol diese Verzögerung der Induction stärker hervortrat, als beim Abziehen über den näher liegenden Pol.

Am Ende der Stäbe werden natürlich bei beiden Methoden die Versuche zu kleine Werthe geben, da dann nicht mehr auf beiden Seiten der Inductionsrolle inducirende Magnetelemente sich vorfinden; ausserdem werden die Inductionsströme nicht genau dem Moment des in der Mitte der Rolle liegenden Elementes entsprechen, sondern kleiner sein, da die Momente gegen die Enden der Stäbe hin immer schneller abfallen [1]).

59. Zu Thl. II, §. 320. Wechselwirkung der parallelen Lamellen eines Magnetes. Werden zwei permanent magnetisirte Stahllamellen parallel in gleichem Sinne aneinandergelegt, so erleiden sie einen temporären, und nach dem Trennen auch einen permanenten Verlust an Magnetismus. Bei wiederholtem Zusammenlegen wächst dieser zweite Verlust

[1]) Vergl. meine Berechnung für einen linearen Stab, welche aber die analogen Resultate für einen dickeren Stab geben muss; Pogg. Ann. Bd. CXVII. S. 223. 1862.

nicht mehr. Der temporäre Verlust der so constant gewordenen Lamellen beim unmittelbaren Zusammenlegen ($x = o$) und beim Annähern auf verschiedene Entfernungen x lässt sich nach Lamont[1]) durch die Formel

$$v = m \cdot \frac{1}{a + bx}$$

ausdrücken, wo a und b Constante sind, m der ursprüngliche Magnetismus der Lamellen für sich ist. — So ergab sich unter Andern das Moment m_I zweier Lamellen und ihr Verlust v beim Zusammenlegen:

	m_I	v beob.	v berechn.
Beide für sich allein 31,7 + 32,7 =	64,4	—	—
Beide zusammen $x = 0$.	62,1	2,30	2,30
$x = 1,27$	62,70	1,67	1,70
$x = 2,54$	63,05	1,30	1,35
$x = 3,81$	63,4	1,08	1,00

Bei der Berechnung wurde $a = 28,00$, $b = 8,27$ gesetzt.

Ein ähnliches Resultat ergab sich beim Zusammenlegen von zwei Eisenlamellen von 43''',2 Länge, 5''',3 Breite, 0''',4 Dicke, in einer langen Magnetisirungsspirale. Die Momente derselben waren bei verschiedenen Zwischenräumen x.

		v beob.	v berech.
Beide für sich allein 37,88 + 38,1 =	75,98	—	—
Beide zusammen $x = 0$	44,25	31,73	31,74
$x = 0,93$	48,15	27,83	27,85
$x = 1,86$	50,90	25,08	24,67
$x = 2,79$	53,75	22,23	22,41

Die berechneten Werthe ergeben sich aus der obigen Formel, in der $a = 1,394$, $b = 0,360$ gesetzt wurde.

Auch beim Einbringen zweier Eisendräthe in eine Spirale ergaben sich analoge Resultate.

Bei einer Anzahl zusammengelegter Lamellen wirkt jede einzelne schwächend auf alle übrigen, so dass man also hiernach den Magnetismus eines Bündels von Lamellen oder eines Prismas berechnen könnte.

Bezeichnen dann M_1, M_2 so wie m_1, m_2 den Magnetismus, welchen eine jede Lamelle durch die ursprüngliche magnetisirende Kraft erhält und nachher beim Zusammenlegen mit den übrigen Lamellen annimmt, so ist

$$m_1 = M_1 - \frac{m_2}{\alpha_1} - \frac{m_3}{\alpha_2} - \frac{m_4}{\alpha_3} \ldots \text{u. s. f.}$$

wo α_1, α_2 u. s. f. Werthe von der Form $a + bx$ sind, die die durch die einzelnen Lamellen in m_1 bewirkten Verluste an Magnetismus bezeich-

1) Lamont, Sitzungsbericht der Münchener Akad. 1862. Bd. II, 2. S. 5.*

nen. Aus den n für den Magnetismus der n Lamellen gültigen Gleichungen lässt sich dann m_1, m_2 . . . berechnen. Die Zahl dieser Gleichungen wird sich, wenn z. B. eine gerade Anzahl von Lamellen zusammengelegt wird, auf $\frac{1}{2}n$ reduciren, da $m_1 = m_n$, $m_2 = m_{n-1}$ u. s. f. sein muss. Bei einer Reihe von Versuchen legte nun Lamont[1]) u. A. 1—12 gleiche Lamellen aufeinander, deren jede 43''',2 Länge, 5,3''' Breite und 0,4''' Dicke besass. Dieselben wurden in einer Spirale von 212 Windungen magnetisirt. Es ergab sich

Zahl d. Lamellen	1.	2.	3.	4.	5.	6.
m	3,53	4,11	4,36	4,65	4,94	5,15
	7.	8.	9.	10.	11.	12.
m	5,39	5,61	5,83	6,05	6,27	6,44,

Wenn der Magnetismus jeder Lamelle für sich gleich Eins gesetzt wird, so ergiebt sich beim Zusammenlegen aller 12 Lamellen aus obigen Formeln:

$m_1 = m_{12}$	$m_2 = m_{11}$	$m_3 = m_{10}$	$m_4 = m_9$	$m_5 = m_8$	$m_6 = m_7$
0,323	0,172	0,116	0,095	0,087	0,082,

so dass also die Lamellen an den Seiten nur etwa $^1/_3$, die in der Mitte nur $^1/_{12}$ ihres ursprünglichen Momentes bewahren.

Die Werthe m lassen sich hier durch eine Exponentialformel von der Form

$$m_n = a + b\,(c^{n-1} - c^{p-n})$$

sehr gut darstellen, wo p die Zahl der Lamellen ist. Im vorliegenden Falle ist $a = 0{,}0821$, $b = 0{,}0241$, $c = 0{,}374$, $p = 12$.

Das Moment sämmtlicher Lamellen würde durch Summation dieser Werthe m erhalten werden.

Setzt man nun das Moment eines im Abstand x^{mm} von der Kante eines n^{mm} breiten Streifens gelegenen Linearmagnetes

$$m = a + b\,(e^{-kx} + e^{-k(n-x)}),$$

so erhält man bei der Integration das Moment des ganzen Streifens

$$M = an + \frac{2b}{k}(1 - e^{-kn}) = an + p\,(1 - q^n),$$

wo p und q neue Constante sind. So ergab sich z. B. das beobachtete und berechnete Moment von 6 verschiedenen Lamellen von 0,3''' Dicke, 45,6''' Länge und 1—6mal 2,3''' Breite, welche in einer Magnetisirungsspirale magnetisirt wurden [2]):

Breite	1.	2.	3.	4.	5.	6.
M Beobacht.	2,69	4,05	5,04	5,77	6,52	7,12
M Berechn.	2,70	4,07	4,99	5,75	6,48	7,18.

Bei der Berechnung wurde $a = 0{,}6933$, $p = 302$, $q = {}^1/_3$ gesetzt.

Bei einem Hohlcylinder hat Lamont[2]) die Berechnung der Einwir-

[1]) Lamont, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 242. 1861.* — [2]) Ibid. S. 248.*

kung der einzelnen Lamellen auf einander ebenfalls durchgeführt, und erhält sein Moment gleich

$$m = \frac{d}{p + q \log d - \frac{c}{d^2}},$$

wo p, q und c Constante, d der Durchmesser des Cylinders ist. Bei weiteren Cylindern würde das letzte Glied im Nenner fortfallen und $m = \frac{d}{p + q \log d}$ sein.

Bei 7 hohlen Eisencylindern von 1,5^{mm} Blechdicke fand nun Lamont bei der Magnetisirung:

d	38,6	34,4	29,0	25,2	21,1	17,3	13,6
m (beob.)	64,92	59,90	53,70	47,87	43,26	35,65	32,42
m (berechn.)	65,09	59,97	53,22	48,34	42,93	37,76	32,56

wo bei der Berechnung $p = -0{,}0210$, $q = 0{,}3870$ gesetzt wurde.

Einen massiven Cylinder kann man ebenfalls als ein System von in einander geschobenen Röhren ansehen. Es lässt sich dann auch vermuthen, dass sich das Moment desselben in ähnlicher Weise wie das Moment zusammengelegter Lamellen darstellen lässt. In der That würde eine ganz ähnliche Exponentialformel recht gut mit den von v. Kolke (Thl. II, §. 346) erhaltenen Werthen übereinstimmen.

60. Zu Thl. II, §. 323. Zweckmässigste Form der Magnete. Aus all den Beobachtungsresultaten, welche wir angeführt haben, lassen sich zwar einzelne Bedingungen für die Herstellung kräftiger Magnete ableiten, genauere Bestimmungen aber doch noch nicht aufstellen; namentlich da die gebräuchlichen Magnete nicht solche Formen haben, dass wir durch einfache Formeln die Grösse ihres magnetischen Momentes aus ihren Dimensionen vollständig berechnen könnten.

Lamont[1]) hat nun die zweckmässigste Form der Magnete bestimmt, indem er verschieden gestaltete Eisenkerne in die Mitte einer langen Spirale brachte und ihr temporäres Moment bestimmte. Stahlkerne von gleicher Gestalt werden dann bei der Magnetisirung durch Streichen sich analog wie jene Kerne verhalten. — Am wenigsten Magnetismus zeigten bei gleicher Masse Prismen mit quadratischem Querschnitt und Cylinder; schmale und dünne Magnete sind vortheilhafter als breite und dicke, also lineare Magnete am vortheilhaftesten, wie sich dies auch unmittelbar bei der Betrachtung der Wechselwirkung der Moleküle ergiebt. Für die Praxis sind am zweckmässigsten flache prismatische, und vor allem flache, von der Mitte aus spitz zulaufende Magnete, deren Dicke und Breite möglichst verringert wird. Bei letzterer Form ist auch bei gleicher Länge und gleicher Breite in der Mitte das Gewicht nur die

1) Lamont, Pogg. Ann. Bd. CXIII, S. 239. 1861.*

Hälfte, das Trägheitsmoment $1/_{3,75}$ von dem der flachen prismatischen, so dass jene bei weitem vorzuziehen ist. Jedenfalls dürfte bei Herstellung stärkerer Magnete und Magnetnadeln, nach dem schon Thl. II, §. 320 ausgesprochenen Prinzip, die Uebereinanderschichtung mehrerer Magnete in einiger Entfernung von einander der Anwendung dickerer Magnete vorzuziehen sein.

Bei prismatischen Stäben mit grösseren Querschnitten findet Lamont das Moment nahezu proportional der Quadratwurzel aus der Dicke x, indess nur bei dickeren Stäben, sonst aber entsprechend der Formel

$$\sqrt{\frac{ax+b}{x+c}}\;x,$$

wo a, b, c Constante sind.

61. Zu Thl. II, §. 342. Hohle Magnete[1]) besitzen eine schwächere Anziehungskraft als massive; dieselbe wird nicht gesteigert, wenn man den hohlen Magnet (z. B. von 70^{mm} Länge und 14^{mm} Dicke) zum grössten Theil seiner Länge bis auf etwa 5^{mm} von seinem, dem Anker zugekehrten Ende mit einem massiven Eisencylinder erfüllt. Werden die hohlen Magnete aber mittelst einer nur 5^{mm} dicken Eisenplatte an ihrem Ende geschlossen, so ist die Anziehung die gleiche, wie bei massiven Stäben. — Dasselbe gilt von Hufeisenmagneten.

62. Zu Thl. II, §. 454. Zurückführung der elektrischen und magnetischen Fernewirkung auf die Bewegung eines, den Raum erfüllenden magnetischen Fluidums. Wir haben schon Thl. I, §. 68 gewisse Analogieen angedeutet, welche zwischen dem Fliessen der Elektricität (oder der Wärme) durch Körper und den Gesetzen der Attraction von Elektricitätsmengen statthaben, welche an der Ein- und Austrittsstelle derselben auf dem Körper gelagert sind. Wir haben ferner Thl. II, §. 454 erwähnt, dass die Berechnungen, durch welche die magnetischen Phänomene auf eine Fernewirkung nach Art der Gravitation zurückgeführt werden, im Wesentlichen übereinstimmen würden mit den mathematischen Resultaten, welche man erhielte, wenn man eine magnetische Materie annähme, die sich von den Polen der Magnete in den Raum hin in der Richtung der Magnetkraftlinien verbreitete.

Diese Vorstellung eines den ganzen Weltraum erfüllenden magnetischen Fluidums ist übrigens schon alt. So nahm z. B. auch Euler ein solches an, welches auf eine höchst eigenthümliche Weise in den Nordpol der Magnete ein- und aus dem Südpol derselben austreten sollte, um durch den äusseren Raum zum Nordpol zurückzufliessen[2]).

[1]) Du Moncel, Compt rend. T. LIV, p. 1231. 1862.* — [2]) Vergl. Eulers Briefe, deutsch von Kries 1794. Bd. III, Bf. 190 bis 197; vergl. auch eine auf Aetherströme gegründete Theorie der galvanischen Ströme und des Magnetismus von Challis, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 65. 92. 250. 1861.*

Ganz ähnliche Analogieen zwischen den magnetischen und elektrischen Fernewirkungen und der Fortpflanzung von Bewegungen von Theilchen zu Theilchen lassen sich noch mehrfach auffinden, ohne dass man deshalb die verschiedenen Erscheinungen unmittelbar auf dieselbe Ursache zurückzuführen nöthig hat.

So hatte Helmholtz [1]) nachgewiesen, dass eine in Wirbelbewegung befindliche Flüssigkeitsmasse a, deren Bewegungen nicht auf die gewöhnlichen hydrodynamischen Gleichungen zurückgeführt werden können, einem anderen Theilchen b der Flüssigkeitsmasse eine Geschwindigkeit ertheilt, welche senkrecht steht auf der durch die Rotationsaxe und das zweite Theilchen gelegten Ebene; und dass die Geschwindigkeit dem Volum von a, dem Sinus des Winkels zwischen der Rotationsaxe und Linie ab direct und dem Quadrat der Entfernung ab umgekehrt proportional ist. Es wirkt also die wirbelnde Flüssigkeit auf das Theilchen b wie ein Stromelement, dessen Richtung mit der Axe des Wirbels zusammenfällt, auf einen im Punkt b befindlichen Magnetpol.

Eine andere Annahme, durch welche die magnetischen Erscheinungen auf die Bewegung eines den Raum erfüllenden magnetischen Fluidums zurückgeführt werden sollen, ist von Maxwell [2]) gemacht worden. Wir erwähnen nur die Grundzüge seiner Theorie. Er betrachtet dabei das magnetische Fluidum als eine elastische Flüssigkeit, die nach allen Seiten hydrostatischen Druck ausübt, und die bei ihrer Ausdehnung sich zusammenzuziehen strebt; die Bewegung derselben geht vom Nordpol aus zum Südpol hin.

Wenn die Kraftlinien zwischen den Polen zusammenlaufen, so findet eine Anziehung der Pole statt; wir können daher annehmen, dass das magnetische Fluidum sich dann in der Richtung der Kraftlinien in einem Zustande der Ausdehnung befindet, und gewissermaassen wie ein gespanntes Seil verhält. Hierdurch wird der Druck der Theilchen des Fluidums gegen einander in äquatorialer Richtung grösser als in axialer. Den Grund davon findet Maxwell in einer Rotation des Fluidums um Axen, welche mit den Kraftlinien zusammenfallen. Die so erzeugten Wirbel entsprechen den Ampère'schen Molekularströmen; ihre magnetische Polarität an den Enden der Rotationsaxe hängt von der Richtung der Rotation ab. Die Geschwindigkeit am Umfange der Wirbel muss der Intensität der magnetischen Kraft, die Dichtigkeit des rotirenden Mediums in den verschiedenen, in das Magnetfeld gebrachten Körpern der magnetischen Inductionsfähigkeit derselben proportional sein. — Durch die Rotation wird der Druck in dem magnetischen Medium in der Richtung der Rotationsaxe kleiner als in der darauf senkrechten Richtung. Die Kraftlinien sind also Linien des kleinsten Druckes. Diese Druckdifferenz wird proportional sein dem Quadrat der bewegenden Kraft an dem betreffenden Punkte. Be-

[1]) Helmholtz, Crelle's Journ. Bd. LV, S. 1. 1859.* — [2]) Maxwell, Phil. Mag. [4] Vol. XXI, p. 161. 281. 338. 1861; Vol. XXIII, p. 12. 85. 1862.*

findet sich ein Nordpol zwischen den Polen eines festen Magnetes, so gehen von ihm Kraftlinien aus, welche gleiche Richtung mit den vom Nordpol zum Südpol des festen Magnetes laufenden Kraftlinien besitzen. Die Geschwindigkeit der Wirbel wird auf der Seite dieses letzteren Poles beschleunigt, ebenso wie sie auf der Seite des Nordpoles verzögert wird; daher bewegt sich der Nordpol zum Südpol des Magnetes hin. Wird an Stelle des Nordpoles ein Südpol gesetzt, so laufen von diesem die Kraftlinien in entgegengesetzter Richtung; es tritt also gerade das umgekehrte Verhalten ein. Aus derselben Betrachtung würde folgen, dass Körper, die im Magnetfeld stärker magnetisch erregt werden, als die Umgebung, sich zu Orten grösserer magnetischer Intensität, Körper, die schwächer erregt werden, zu Orten kleinerer Intensität hinbewegen; dass die Abstossung eines Magnetpoles durch einen gleichnamigen Pol umgekehrt dem Quadrat der Entfernung entspricht. Ferner sollte die Anziehung zweier Pole in magnetischen Medien kleiner sein, als in schwächer magnetischen. Umgekehrt sollte die Anziehung zweier Stromesleiter sich verhalten.

Da die, neben einander um parallele Axen rotirenden Massen des magnetischen Fluidums sich gegenseitig in ihrer Bewegung stören würden, so macht Maxwell die Annahme, dass zwischen ihnen Partikel liegen, welche äusserst klein und in äusserst geringer Masse vorhanden sein sollen, die für sich keine Bewegung erhalten, sondern gewissermaassen wie Transmissionsräder von den magnetischen Wirbeln in eine ihrer Rotation entgegengesetzte Drehung versetzt werden; so dass also jeder Wirbel vermittelst dieser Transmission einen benachbarten Wirbel in gleicher Richtung mit der ihm schon ertheilten Drehung weiter zu drehen strebt. Die Zwischenpartikel könnten in irgend einer Richtung fortgeführt werden; ihre Bewegung soll einen elektrischen Strom darstellen. In jedem einzelnen Körpermolekül sollen sie sich ohne Reibung zwischen den Wirbeln bewegen; werden sie aber in andere Moleküle übergeführt, so sollen sie sich reiben, und dadurch soll Wärme erzeugt werden. Werden solche Zwischenpartikel in einer bestimmten Richtung durch eine Kraft zwischen den umgebenden magnetischen Massen bewegt, so werden sie dieselben umgekehrt in eine Rotation versetzen, welche auf der den Zwischenpartikeln zugekehrten Seite im gleichen Sinne mit der Bewegung der Zwischenpartikel stattfindet. Auf diese Weise soll sich die Anordnung der Magnetkraftlinien um einen Stromesleiter herum erklären.

Würde sich zwischen den magnetischen Wirbeln, welche durch die im Strom bewegten Zwischenpartikel erregt werden, eine andere, noch ruhende, der bewegten Reihe von Zwischenpartikeln parallele Reihe gleicher Moleküle befinden, so würden zunächst neben den bewegten Partikeln magnetische Wirbel entstehen, welche ihre Bewegung auf die zweite Reihe der Partikel übertragen. Diese würden sich dadurch in entgegengesetzter Richtung fortschieben, wie die erste Reihe; ihre Bewegung entspräche einem inducirten Strome, der so lange andauerte, bis die magnetischen Moleküle auf der anderen Seite der Partikel eine gleiche Drehungsgeschwindig-

keit erlangt hätten, wie die Moleküle zwischen der ersten und zweiten Reihe der Partikel. Der inducirte Strom dauerte also an während der Mittheilung der Bewegung der magnetischen Wirbel durch die zwischenliegende Reihe der Partikel. Wird in ähnlicher Weise ein Stromesleiter oder ein Magnet in der Nähe eines Leiters bewegt, so ändert sich die Rotationsgeschwindigkeit der Wirbel, und auch so können die Zwischenpartikel bewegt werden, und es kann ein inducirter Strom entstehen. Die tangentiale Kraft also, mit welcher die bewegten magnetischen Moleküle auf die Partikel drücken, würde die elektromotorische Kraft, der Druck der Partikel gegeneinander, die Spannung zwischen ihnen darstellen. — Auch die magnetische Drehung der Polarisationsebene leitet Maxwell von derselben Hypothese ab; indem er berechnet, auf welche Weise transversale Schwingungen verändert werden, die sich durch ein rotirendes Medium fortpflanzen; er findet, dass die Drehung proportional ist der magnetischen Kraft in der Richtung des Lichtstrahles, der Dicke der Substanz, dem Brechungsindex des Strahles, dem mittleren Radius der Wirbel, der mittleren magnetischen Inductionsfähigkeit und umgekehrt dem Quadrat der Wellenlänge in der Luft. — Jedenfalls ist die Annahme der elektrischen Zwischenpartikel zwischen den magnetischen Massentheilen sehr gewagt; wir müssen deshalb auf die Originalabhandlung verweisen, sowohl in Bezug auf die, aus dieser Annahme folgenden Rechnungen, als auch in Bezug auf die Beziehungen zwischen den elektromotorischen Phänomenen und den elektrostatischen Ladungen der Körper, bei denen eine Gestaltsveränderung der magnetischen Moleküle und eine Art elastischer Spannung derselben in Folge des Druckes der elektrischen, ungleich vertheilten Zwischenpartikel stattfinden und die Elasticität des magnetischen Mediums der des Lichtäthers gleich sein soll, so dass, abgesehen von Nebenumständen, die Inductionsfähigkeit eines dielektrischen Körpers dem Quadrat des Brechungsindex direct und der magnetischen Inductionskraft umgekehrt proportional wäre; ein doch noch sehr fraglicher Satz.

63. Zu Thl. II, §. 551. Inductionsströme bei Schwingungen von Stahlstäben. Eine sehr hübsche Art, schon durch sehr kleine Bewegungen eines Magnetes Inductionsströme zu erzeugen, ist von R. Grossmann [1]) angegeben worden. Ein 250^{mm} langer, 10^{mm} breiter und 3^{mm} dicker, stark magnetisirter Stahlstab wird in seiner Mitte in horizontaler Lage eingeklemmt. Unter sein eines Ende stellt man eine Inductionsspirale (z. B. die Inductionsspirale des du Bois'schen Schlittenapparates) und verbindet dieselbe mit einem Froschpräparat. Wird das andere Ende des Magnetes durch Streichen mit einem Violinbogen in Schwingungen versetzt, so werden in der Spirale abwechselnd gerichtete Ströme durch

[1]) Grossmann, Bericht über die Versammlung der Naturforscher in Wien im Jahre 1856. Wien 1858. S. 221; auch Abhandlungen der Berl. Akad. 1862. S. 101.*

die Bewegungen des Magnetes inducirt, der Muskel des Froschpräparats geräth in Tetanus. Wird der Magnet so gestrichen, dass er in mehreren Abtheilungen schwingt und dabei höhere Töne giebt, so bleibt der Muskel in Ruhe, da die Intensität der Inductionsströme geringer ist und dieselben vielleicht auch zu schnell auf einander folgen.

64. Zu Thl. II, §. 656. Rotationsmagnetismus. Die Einwirkung von Metallplatten auf das logarithmische Decrement der Schwingungen von Magnetstäben, welche in verschiedener Entfernung von ihnen schwingen, hat Abria [1]) bestimmt, indem er einmal horizontale Stäbe zwischen verticalen Platten, deren Ebene auf der Axe der Stäbe vertical stand, und dann über horizontalen Platten schwingen liess. Die von den Platten ausgehenden Kräfte, φ und ψ, drückt er in beiden Fällen durch die empirischen Formeln

$$\text{(I)}\quad \varphi = \frac{N}{e^{ax}x^{1,393}}, \qquad \text{(II)}\quad \psi = \frac{P}{e^{\alpha y}y^{b}\left(1 + tg.\frac{\pi}{2}\alpha y\right)}$$

aus, wo N und P dem Moment der Nadeln, der Dicke und Leitungsfähigkeit der Platten proportionale Constante sind, a eine mit dem Durchmesser der Platten wachsende Constante ist, x und y den Abstand der Axe der Nadel, resp. von einer 0,43 der Dicke unter der Oberfläche der verticalen oder 0,33 der Dicke unter der Oberfläche der horizontalen Platten liegenden Schicht bedeutet, $\alpha = 0{,}427\,a$ ist. Bei Platten von Kupfer, Zink und Quecksilber findet Abria das Verhältniss der Kräfte φ wie 49,5 : 13,4 : 1.

65. Zu Thl. II, §. 720. Unterbrechung der inducirenden Ströme des Inductoriums in der Flamme. Rijke [2]) hat versucht, die Dichtigkeit der Elektricitäten an der Unterbrechungsstelle des Ruhmkorff'schen Inductoriums dadurch zu vermindern und die Dichtigkeit und Schlagweite des Inductionsstromes zu vergrössern, indem er die Unterbrechung in einer Flamme vornahm. Die Enden der inducirenden Rolle waren entweder (I) mit zwei Ringen von Platindrath verbunden, die man in der Flamme an einander hingleiten liess, oder (II) mit einer kleineren Metallplatte und einer Metallspitze verbunden, deren letztere als positive Elektrode diente und von ersterer abgehoben wurde. Die Funken der Inductionsrolle sprangen zwischen den Kugeln eines Funkenmikrometers über. So fanden sich die relativen Längen der Schlagweiten der Funken des letzteren, wenn die Unterbrechung des inducirenden Stromes geschah in

	Luft	Flamme von Alkohol	Wasserstoff	Leuchtgas
I.	1	2,395	7,110	7,173
II.	1	1,643	4,077	3,966.

[1]) Abria, Compt. rend. T. LIII, p. 964. 1861;* Ann. de Chim. et de Phys. T. LXV, p. 257. 1862.* — [2]) Rijke, Pogg. Ann. Bd. CXVII, S. 276. 1862.*

Bei Anwendung eines Fizeau'schen Condensators wird die Wirkung der Flamme viel geringer. Sie zeigt sich also um so schwächer, eine je grössere Schlagweite schon ohne sie erhalten wird.

Wurden die unter (II) angeführten Elektroden in verschiedenen Theilen der Flamme von einander getrennt, so ergaben sich die Schlagweiten

Luft	heissester Theil der Flamme	heller Theil	unterer Theil
21,9^{mm}	23,5	54,45	70,85.

Es übt also der untere kälteste Theil der Flamme den grössten Einfluss aus.

Geschieht die Unterbrechung in nicht entzündetem Leuchtgas oder Wasserstoff, so findet man ebenfalls eine Zunahme der Schlagweite, die aber etwas kleiner ist, als wenn die Unterbrechung in dem kälteren Theil der Flamme geschieht. Geschah die Unterbrechung in Luft, Kohlensäure und Ammoniakgas, so verhielten sich die Schlagweiten wie 1 : 1,01 : 1,58 in Luft, Sauerstoff, Stickstoff und Chlor wie 1 : 1,096 : 1,057 : 0,872. Wird die Unterbrechung in bewegter, durch einen Blasebalg fortgetriebener Luft vorgenommen, so wird die Schlagweite grösser, ebenso ist sie, wenn die Unterbrechung unter ruhendem und bewegtem Wasser geschieht, in letzterem Falle bedeutender. — Der Grund dieser Aenderungen möchte derselbe sein, welchen wir schon Thl. II, §. 720 angeführt haben. Die Dauer der Entladung zwischen den getrennten Elektroden des inducirenden Drathes wird vermindert, die Dichtigkeit des Inductionsstromes vermehrt. — Die Verkürzung der Zeit bis zur völligen Unterbrechung des Schliessungskreises durch Einschaltung einer Flamme an der Unterbrechungsstelle kann man auch nachweisen, wenn man die Enden der Leitungsdräthe eines Schliessungskreises, der eine Drathspirale und eine Säule enthält, mittelst Handhaben mit den Händen verbindet. Trennt man die einander berührenden Enden der Leitungsdräthe in einer Flamme, so verläuft der gebildete Extrastrom in kürzerer Zeit, die Erschütterung durch denselben ist stärker, als wenn die Trennung in der Luft vorgenommen wird. Untersucht man aber hierbei die Wirkung der Extraströme für sich am Elektrodynamometer nach der Thl. II, §. 671 angegebenen Methode, so zeigt sich dieselbe gegen die Erwartung bei den verschiedenartigen Unterbrechungen als gleich (vgl. indess die Bemerkungen zu obigem §.). Ganz entsprechend fand sich bei Untersuchung der inducirten Ströme mittelst des Elektrodynamometers und des Riess'schen Luftthermometers, welches in den Schliessungskreis der Inductionsspirale eingefügt war, (welche man in letzterem Fall aus dickerem Drathe winden muss), eine fast gleiche elektrodynamische und thermische Wirkung bei Unterbrechung der inducirenden Ströme in der Luft und in der Flamme. Dieselben Erscheinungen zeigten sich, als die Unterbrechung des inducirenden Stromes in der Nähe eines Magnetes geschah, und dadurch dieselbe beschleunigt wurde. Bei Unterbrechung des inducirenden Stromes in der

Flamme erwiesen sich dagegen die physiologischen Wirkungen des Inductionsstromes geringer, als bei Unterbrechung in der Luft. Der Grund dieser Erscheinungen liegt wohl in der verschiedenartigen Schliessung des inducirten Stromes bei Beobachtung seiner verschiedenen Wirkungen, wodurch die Rückwirkung auf den inducirenden Kreis gleichfalls geändert wird.

66. Zu Thl. II, §. 732. Dauer der Lichthülle der Inductionsfunken. Lässt man einen Inductionsfunken auf eine jodirte Silberplatte schlagen, welche mit einer bestimmten Geschwindigkeit fortbewegt wird, so verzeichnet derselbe einen kleinen Punkt, der der hellleuchtenden Entladung entspricht. Hinter demselben zeigt sich ein bläulicher Schweif, der die Wirkung der Lichthülle darstellt [1]). Man kann aus der Länge des Schweifes sehr gut die Dauer der Entladung berechnen. Lässt man die Funken auf einen bewegten Papierstreifen fallen, so entstehen auf demselben kleine Löcher, deren Lage anzeigt, dass die leuchtende Entladung durchaus nicht von der mit den bewegten Körpern fortgerissenen Luftmasse abgelenkt wird.

67. Zu Thl. II, §. 748. Um geschichtetes Licht in Metalldämpfen zu erzeugen, kittet Faye [2]) in zwei gegenüber liegende Tubulaturen eines vierfach durchbohrten Glasballons einen horizontalen Eisenstab, der in der Mitte zu einer dünnen Schale ausgehöhlt ist. In diese wird das zu untersuchende Metall gelegt. Durch die dritte Tubulatur geht ein Messingstab, der in einigen Centimetern Entfernung über der Eisenschale in einer Kugel endet. Durch die vierte Tubulatur wird der Ballon mit Sauerstoff gefüllt. Man leitet nun durch den Eisenstab den Strom einer sehr kräftigen Säule; die Eisenschale in seiner Mitte geräth ins Glühen und das darauf befindliche Metall, z. B. Natrium, verdunstet und absorbirt den Sauerstoff. Durch den Raum, der nun bloss Metalldampf enthält, leitet man den Strom des Ruhmkorff'schen Apparates, indem man den Eisenstab und den Messingstab mit seinen beiden Elektroden verbindet. — Bei Anwendung von Natrium erschien das am Messingstab als positive Elektrode auftretende Licht gelb gefärbt und breit geschichtet; das negative Licht am Eisenstab war grünlich, theilte sich in der Mitte und zog sich gegen die Enden des Stabes hin. Dasselbe zeigte eine gegen die Längsrichtung des Eisenstabes senkrechte Schichtung. Bei Abkühlung des Eisenstabes wurde das positive Licht wie gewöhnlich röthlich. Zinkspäne an Stelle des Natriums ertheilten dem positiven Lichte eine schön blaue, aber schnell verschwindende Schichtung; Antimon färbte das Licht lila, Quecksilber grün, Cadmium dunkelgrün, Arsen lila, Schwefel schön blau. — Bei Anwendung von Schwefel und Arsen

1) Leroux, Compt. rend. T. LV, p. 839. 1862.* — 2) Faye, Compt. rend. T. LIII, p. 493. 1861.*

theilte sich das positive Licht schon weit über dem erhitzten Eisenstab, um zu den mit blauem Glimmlicht bedeckten Enden desselben zu beiden Seiten seiner stark erhitzten Mitte hinzugehen. (Vergl. Thl. II, §. 763.)

68. Zu Thl. II, §. 750. Schichtung des elektrischen Lichtes. Quet und Seguin [1]) schliessen sich der von Riess aufgestellten Ansicht über die Ursache dieser Erscheinung nicht an, indem sie die Bildung dichterer und dünnerer Luftschichten auf die Vertheilung der Elektricitäten schon vor der eigentlichen Bildung eines Funkens zurückführen. Sie werden dazu durch die §. 763 mitgetheilten Influenzwirkungen und die §. 779 erwähnten Ladungserscheinungen der Geissler'schen Röhren geführt, welche man unter anderem auch erhält, wenn man eine Geissler'sche Röhre mit einem Stanniolblatt umwickelt, dieses zur Erde ableitet und nun die eine Elektrode des Rohres mit dem Conductor einer Elektrisirmaschine verbindet. Stellt man nachher eine Verbindung zwischen der Elektrode und dem Stanniolblatt her, so zeigt sich eine geschichtete Entladung, der bei wiederholter Verbindung noch mehrere schwächere folgen können. Quet und Seguin nehmen deshalb an, durch die Vertheilung der Elektricität von den Elektroden aus theile sich die Gasschicht zwischen ihnen, wie ein anderer fester, der Influenz ausgesetzter schlechter Leiter in einzelne, von den Elektroden aus immer schwächer elektrisirte, abwechselnd positiv und negativ geladene Schichten. Indem nun die entgegengesetzten Elektricitäten sich anziehen, bewegen sich zugleich die mit ihnen beladenen Gasschichten; dieselben verdichten sich deshalb zwischen der ersten positiven und negativen Schicht, verdünnen sich zwischen der ersten negativen und zweiten positiven Schicht u. s. f.

Bei gehöriger Verdichtung entladen sich die Elektricitäten in Funkenform durch die verdichteten Schichten, da die Anziehung der Elektricitäten bei ihrer Annäherung in denselben schneller zunimmt, als dabei die der Verdünnung proportionale Leichtigkeit der Durchbrechung der verdünnten Luftschichten abnimmt.

In dem §. 731 und 771 beschriebenen Versuch, bei welchem Kohlenpulver durch die hindurchgehende Entladung des Ruhmkorff'schen Apparates geschichtet wird, sehen Quet und Seguin eine Bestätigung ihrer Theorie. Dass die Schichtung bei Verdünnung des Gases leichter hervortritt und breiter wird, erklären sie aus der grösseren Schlagweite, welche die gleichen Elektricitätsmengen in verdünnteren Gasen haben. — Bei Anwendung von Metalldämpfen erhält man nach Faye ebenfalls breitere und schwächer gezeichnete Streifen. Es entspricht dies der mitgetheilten Theorie, da diese Dämpfe besser leiten, und so die abwechselnden positiven und negativen Schichten immer breiter werden müssen. — Der dunkle Raum an der negativen Elektrode scheint dieselbe Natur zu haben, wie die übrigen dunklen Schichten, da er durch alle Bedingungen, welche letztere abändern, in gleicher Weise abgeändert wird.

[1]) Quet und Seguin, Ann. de Chim. et de Phys. [3] T. LXV, p. 317. 1862.*

69. Zu ad Thl. II, §. 752. Die Aenderung der Intensität eines Stromes bei Einschaltung einer Geissler'schen Röhre mit der Verdünnung des Gases ist von Morren [1]) untersucht worden. Ein Galvanometer, welches in den Stromkreis gleichzeitig mit einer mit Wasserstoff gefüllten Röhre eingeschaltet war, zeigte erst bei einer Verdünnung des Gases bis zu 26^{mm} Druck eine Ablenkung; dieselbe nahm bei weiterer Verdünnung des Gases bis zu $2{,}8^{mm}$ Druck zu, und bei noch weiterer Verdünnung wieder ab.

Nach dem Wasserstoff findet am leichtesten noch bei Kohlensäure und Kohlenoxyd, indess erst bei stärkerer Verdünnung ein Durchgang des Stromes statt; Sauerstoff bedarf hierzu einer sehr starken Verdünnung, bei der indess plötzlich die Leitung in hohem Grade auftritt. — Auf diese Resultate könnten indess verschiedene Umstände einwirken, so die Leichtigkeit, mit der die Gase sich bewegen und mit der die elektrische Vertheilung in den Gasen sich herstellt, mit der sie durch die Funkenentladung durchbrochen werden, so wie das Auftreten alternirender Ströme u. s. f. Ein einfaches Maass für die Leitungsfähigkeit der Gase geben sie aber nicht.

70. Zu Thl. II, §. 765. Ungleiche Erwärmung der Elektroden der Geissler'schen Röhren. Gassiot [2]) leitete den Strom seiner Wasserbatterie oder eines Ruhmkorff'schen Inductoriums durch eine kleine, 3 Zoll lange, 1 Zoll weite Geissler'sche Röhre, in welcher sich im Abstand von einem Zoll zwei $^1/_8$ Zoll im Durchmesser haltende Metallkugeln als Elektroden befanden. Die negative Elektrode war mit hellem Licht umgeben, und zuweilen zeigte sich eine schwache geschichtete Entladung am positiven Pol. Bei Anwendung einer Grove'schen Säule von 400 Elementen zeigte sich dieselbe Erscheinung, doch bald nahm der Lichtschein an der negativen Elektrode an Ausdehnung zu, und die Elektrode wurde glühend. Eine Aluminiumelektrode schmolz in diesem Falle, während die positive Elektrode vollkommen blank blieb. In anderen Fällen, bei Anwendung von schwer schmelzbaren Elektroden, hohlen Kugeln von Messing oder Kugeln von Coakskohle erschien plötzlich, als die negative Elektrode rothglühte, eine helle geschichtete Entladung, und nun wurde die negative Elektrode dunkel, die positive erglühte dagegen, und die Säure in der Säule entwickelte grosse Mengen salpetrichter Säure. Gassiot schreibt diese Erscheinung auf einen Widerstand an der negativen Elektrode, der ihre Erhitzung und ihre Zersprengung bewirke. Sobald die elektromotorische Kraft der Säule stark genug werde, dass die continuirliche Entladung eintrete und deutliche Schichtung wahrzunehmen sei, kehre sich die Erscheinung um. Offenbar hängt dieselbe indess mit einer Aenderung der Art der Entladung zusammen, die vielleicht bei schwäche-

[1]) Morren, Compt. rend. T. LIV, p. 735. 1862. — [2]) Gassiot, Phil. Mag. [4] Vol. XXIV, p. 225. 1862.

rer Intensität der Ströme grösstentheils in der gewöhnlichen Art durch das Gas stattfindet; dann aber, wenn die negative Elektrode heiss geworden ist, und dadurch leichter Theilchen von ihr losgerissen werden, unter Zunahme der Stromintensität in einem eigentlichen Lichtbogen durch die, in dem Raume zwischen den Elektroden verbreitete, besser leitende Masse derselben sich herstellt.

71. Zu Thl. II, §. 771. Mechanische Wirkung der Inductionsfunken. Faye[1]) hat mit Ruhmkorff's Apparat Glasplatten von 4,5 und 6 Centimeter Dicke durchbohrt; diese Durchbohrungen zeigten stets eine Zertheilung des Funkens in mehrere Theile; die seitlichen Theile gingen nicht durch die Glasmasse hindurch.

72. Zu Thl. II, §. 768. Chemische Wirkungen der Inductionsfunken und des geschichteten Lichtes. In Fluorsiliciumgas ist das Licht der Funken schön blau; das Spectrum desselben zeigt eine blaue Linie; das Gas zersetzt sich nur langsam. — Fluorborgas verhält sich ebenso. Mit Wasserstoff gemengt, zersetzen sich beide Gase durch den Strom des Inductionsapparates [2]).

Die Kohlenwasserstoffarten werden ebenfalls in den Geissler'schen Röhren zersetzt; sie geben Anfangs ein um so helleres Licht, je mehr Kohlenstoff sie enthalten, und setzen dann an den Elektroden Kohle ab. Bei grossem Kohlenstoffgehalt, z. B. bei Acetylen [3]) ist das negative Licht weiss (vergl. Thl. II, §. 754).

In einem mit Wasserstoff gefüllten Ballon erhält man bei Anwendung von Kohlenelektroden vermittelst sehr starker Ströme Acetylen $C_4 H_2$; ebenso wie wenn man in demselben Gase zwischen den Kohlenelektroden einen Lichtbogen übergehen lässt. Es scheint also hier namentlich die hohe Temperatur die Bildung des Acetylens zu veranlassen [4]).

73. Zu Thl. II, §. 779. Alternirende Ströme in dem luftverdünnten Raum. Selbst in einem Capillarrohr werden alternirende Ströme, wenn dasselbe äquatorial über die Magnetpole gelegt wird, in zwei getrennte, durch die Loupe deutlich wahrnehmbare Lichtlinien zerlegt.

Alternirende Ströme treten auf, wenn ein Geissler'sches Rohr in der Mitte durch eine dünne Scheidewand von Glas getheilt ist, an der sich die Elektricitäten binden können. Auf den Magnet in äquatorialer Lage aufgelegt, zeigt ein solches Rohr in beiden Hälften einen doppelten Lichtstreifen; indem der Lichtstrom z. B. von der positiven Elektrode *A* (Fig. 394, a. f. S.) sich nach unten senkt, bis zur Glasscheidewand fort geht,

[1]) Faye, Compt. rend. T. LIII, p. 684. 1861;* vergl. auch Cosmos T. XIX, p. 397. 1861.* — [2]) Seguin, Compt. rend. T. LIV, p. 933. 1862.* — [3]) Morren, Compt. rend. T. XLVIII, p. 342. 1859;* T. LIV, p. 735. 1862.* — [4]) Berthelot, Compt. rend. T. LIV, p. 640; T. LV, p. 136. 1862.*

dort nach oben sich wendet und auf der oberen Seite des Rohres zur Elektrode zurückkehrt. Der Strom von der negativen Elektrode B nimmt den umgekehrten Weg, so dass es scheint, als ob zwei positive Ströme, der eine von der positiven Elektrode ausgehende an der unteren, der andere von der negativen Elektrode ausgehende an der oberen Seite des Rohres zwischen beiden Elektroden circulirten. Dabei zeigt sich in jeder der beiden Hälften der Glasröhre eine dunkle Stelle in dem Lichtstrome, welche da liegt, wo der positive Strom über die Glasscheidewand auf die andere Seite der Röhre getreten ist. — Wird die Röhre axial über die Magnetpole gelegt, so zeigen sich die entsprechenden Erscheinungen in der Horizontalebene; die dunklen Stellen liegen aber an derselben Seite des Rohres.

Bei Abtheilung der Röhre in drei Theile entstehen noch complicirtere Erscheinungen. Geissler formt solche sogenannte Inductionsröhren in

Fig. 394.

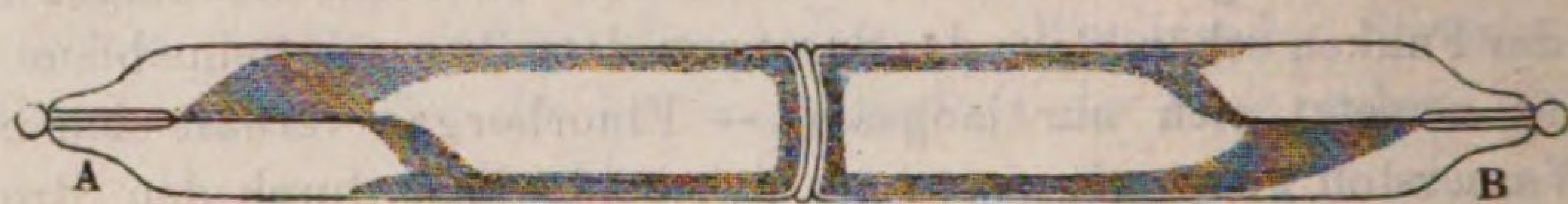
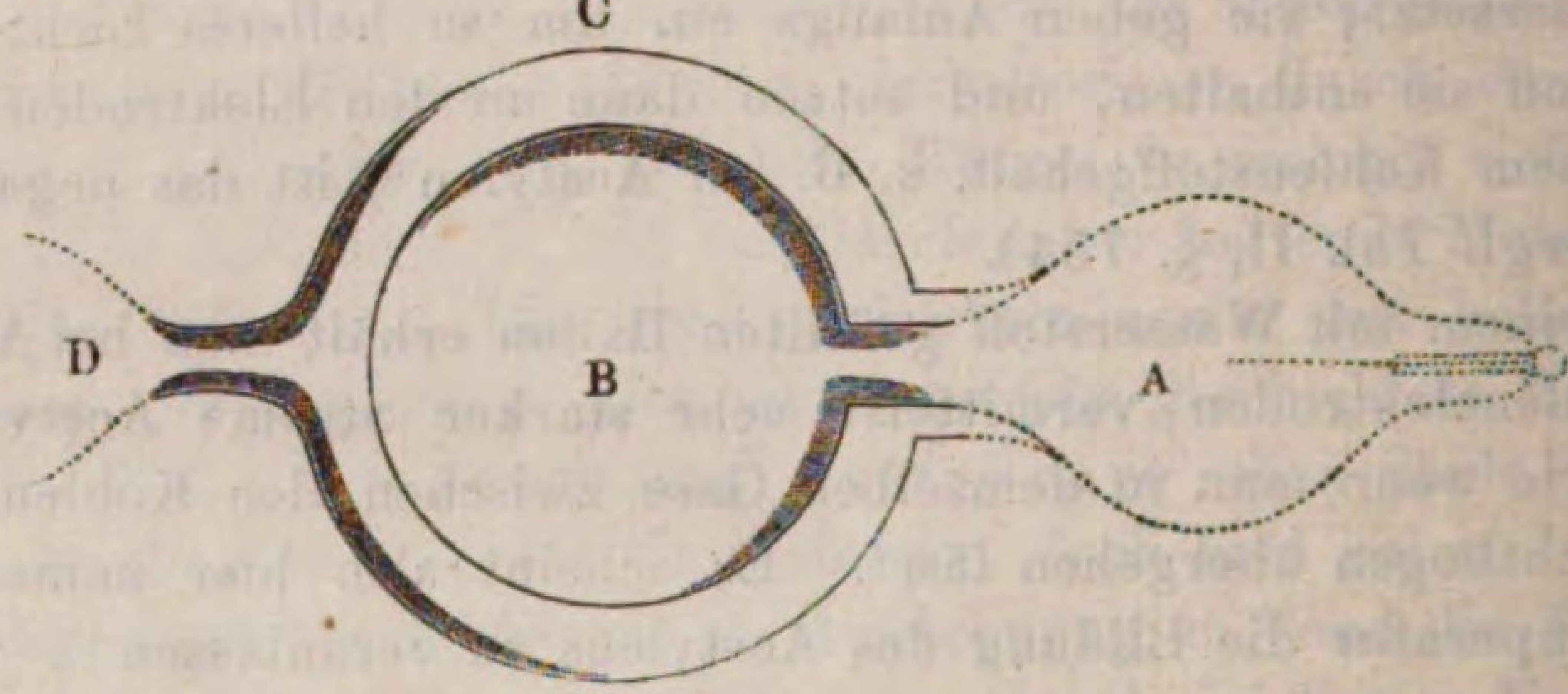


Fig. 395.



der Art, dass die die Elektroden enthaltenden kleinen Kugeln $A\,A_1$ (Fig. 395, in der nur das eine Ende des Apparates gezeichnet ist) durch engere Röhren mit grösseren Kugeln $B\,B_1$ verbunden sind, um die noch grössere Kugeln herumgeblasen sind, welche durch engere Röhren sich mit einer grösseren elliptischen Glaskugel D vereinen und so mit dieser die mittlere Abtheilung des ganzen Rohres darstellen.

Plücker glaubt, dass diese Fortpflanzung der Induction durch die schlechtleitenden Glaswände möglicher Weise auch mit einer Fortpflanzung der elektrischen Vertheilung von Theilchen zu Theilchen zusammenhänge. Dieselbe liesse sich übrigens ebenso auf Vertheilung der Elektricitäten durch den Nichtleiter und abwechselnde Ladung und Entladung zurückführen, wie z. B. der Funkenstrom, welcher zwischen gegenüberliegenden Belegungen zweier nahe einander parallel aufgestellten Franklin'schen Tafeln übergeht, deren äussere Belegungen mit den Enden der Inductionsrolle verbunden sind.

Alternirende Ströme erhält man auch, wenn an ein weiteres Geissler'sches Rohr, in dessen Enden sich die Elektroden befinden, seitlich oder an dem Ende des weiteren Rohres selbst, hinter der einen Elektrode ein engeres, an seinem anderen Ende zugeschmolzenes Rohr angeschmolzen ist. Die Wände des engen Rohres laden sich dann mit der einen oder anderen Elektricität und entladen sich wieder rückwärts [1]).

Solche recurrente Ströme treten stets ein, wenn die Entladung aus einer weiteren in eine engere Abtheilung einer Geissler'schen Röhre übertritt. Sie verdanken hier jedenfalls ihren Ursprung ebenfalls einer statischen Ladung und darauf folgenden Entladung der Glaswände. Da eine solche bei metallischen Leitern nicht stattfindet, so wird auch eine Bildung alternirender Ströme beim Uebertritt des galvanischen Stromes aus einem dicken in einen dünnen Drath nicht wahrzunehmen sein.

Auch in dem negativen Licht, welches sich stets zu magnetischen Curven ordnet, findet Plücker recurrente Ströme, welche von der Elektrode zur Glaswandung hin und von dort wieder zurückfliessen.

Die in den mittleren Theilen der Geissler'schen Inductionsröhren sich bildenden alternirenden Ströme sind besonders geeignet zur Untersuchung der Gasspectra, da in ihnen kein Absatz von Metallspiegeln durch Zerstäubung der Masse der negativen Elektrode eintritt. Man braucht dann nur den mittleren Theil der Röhren zu einem Capillarrohr zu verengen.

Da sich hier bei Zersetzung der Gase ihre Bestandtheile nicht mit den Elektroden verbinden, so ist das Spectrum aus den Spectren beider Bestandtheile zusammengesetzt; so z. B. das Spectrum des Wasserdampfes aus dem des Wasserstoffs und Sauerstoffs u. s. f.

Wird eine dieser Röhren mit Luft oder Kohlenoxyd und Spuren von Wasserdampf gefüllt und dann sehr stark evacuirt, so verschwindet allmälig das den ersteren Gasen entsprechende Licht, und es tritt dafür die rothe, dem Wasserstoff eigenthümliche Färbung hervor, welcher also scheinbar allein den Strom leitet. Bei weiterer Verdünnung erbleicht auch das rothe Licht, indem zuerst die rothen Strahlen verschwinden und nur noch die brechbareren Strahlen übrig bleiben.

74. Zu Thl. II, §. 826. Arbeitsleistungen des Stromes. Eine Reihe von theoretischen Betrachtungen und Untersuchungen über die Arbeitsleistungen des Stromes, über die Beziehungen zwischen der elektromotorischen Kraft und der bei den chemischen Processen in der Kette stattfindenden Wärmeentwickelung, welche letztere durch die Messung der ersteren bestimmt wird, über die zur Zersetzung von Salzen in Lösung erforderlichern Wärmemengen u. s. f. sind von Marié Davy [2]) angestellt worden. Zur Bestimmung der Einheit der elektromotorischen Kraft dient ihm die Kraft einer Smee'schen Kette, in welcher die bei der Entwickelung von

[1]) Plücker, Pogg. Ann. Bd. CXVI, S. 27. 1862.* — [2]) Marié Davy, Compt. rend. T. LII, p. 732. 845. 968; T. LIII, p. 787. 1058; T. LIV, p. 1103. 1862.*

1 Grm. Wasserstoff entwickelte Wärmemenge gleich 18510 Wärmeeinheiten im Mittel ist. Die störenden Einflüsse, welche auf die elektromotorische Kraft dieser Kette einwirken, die Aenderungen der Temperatur, der Concentration und Reinheit der Erregerflüssigkeiten, die Polarisation in dieser Kette u. s. f. möchten diese Wahl als keine glückliche erscheinen lassen. Ebensowenig scheint es sicher, dass die Untersuchungen von M. Davy so durchgeführt sind, dass sie wirklich die beabsichtigten Resultate geben. Namentlich scheinen bei denselben unter Anderem die von Bosscha hervorgehobenen Einflüsse der Allotropie der Ionen nicht berücksichtigt zu sein (vergl. Thl. II, §. 820 u. folgde. und auch Nachtrag zu §. 108). Wir verweisen deshalb in Bezug auf diese Arbeiten auf die Originalabhandlungen.

Namenregister.

Die römischen Ziffern bezeichnen die Bände, N. die Nachträge, die arabischen Ziffern die Paragraphen des Werkes.

A.

Abraham. Leitungsfähigkeit des magnetisirten Eisens II, 405.

Abria. Inductionsströme höherer Ordnung II, 592, 594, 596. Dämpfung der Schwingungen von Magnetnadeln über Metallplatten II, 655. Galvanometrische Wirkung der Inductionsströme II, 668; desgl. thermische Wirkung II, 674; desgl. magnetisirende Wirkung II, 676 u. 677. Elektrisches Licht im Vacuo II, 747. Rotationsmagnetismus Nr. 64.

Adie. Wirkung des Sauerstoffs in der einfachen Kette I, 360. Ströme in Flüssen I, 400. Thermoelektrisches Verhalten von weichem und hartem Stahl I, 435.

Aepinus. Magnetisirungsmethode II, 69. Anziehung gleichnamiger Magnetpole II, 280.

A. H. Berechnung der magnetischen Figuren II, 373.

Aimé. Magnetisirung durch Ablöschen II, 71.

Alexander. Chemische Wirkungen der Thermoströme I, 422.

d'Almeida. Elektrolyse von Zink- und Kupfersalzen I, 207. Einfluss der Wanderung der Ionen auf die Elektrolyse I, 242. d'A u. Dehérain. Elektrolyse alkoholischer Salpetersäure N. 34.

Ampère. Elektrische Ladung der Ionen I, 273. Elektrodynamik: Anziehung und Abstossung der Leiter II, 4, 5. Rotationen II, 8, 9, 10, 11, 13. Grundversuche 15 bis 17. Grundgesetz 18 bis 25. Zerlegung geschlossener Ströme in unendlich kleine 29 bis 31. Solenoid 34. Verhalten der Ströme zur Erde II, 46 bis 49. Bild für den Verlauf der magnetischen Molecularströme II, 50. Feste Molecularströme im Magnet II, 58. Ablenkung einer astatischen Nadel durch den Strom II, 82. Wirkung eines Stromelementes und unendlich langen Leiters auf einen Magnetpol II, 87. Anziehung einer Magnetnadel durch einen Leiter II, 88. Einstellung eines Solenoides durch den Strom II, 95. Theorie der elektro-magnetischen Rotationen II, 104 bis 107. Rotation eines Stromes um einen Magnet II, 109; ein Magnet rotirt nicht durch einen geschlossenen Strom II, 112. Rotation eines geradlinigen Leiters um seine Axe durch Einfluss des Magnetes II, 120; eines Stromesleiters durch die Erde II, 121. Analogie eines Kreisstromes und Magnetes bei den Rotationen II, 126. Maschine von Pixii II, 704. A. und Colladon. Rotation eines Stromesleiters über einer rotirenden Scheibe II, 632. A. und de la Rive. Erste Andeutung der Induction II, 541.

Andrews. Polarisation durch Reibungselektricität I, 341. Passivität des Wismuths I, 385. Ströme zwischen ungleich heissen Metallen und geschmolzenen Salzen I, 443. Unipolare Leitung der Flamme I, 457 bis 459. Galvanisches Glühen I, 476.

Angström. Spectra der Funken II, 742, 743.

Anthéaulme. Magnetisirung von Stahl durch die Erde II, 74.

Antinori s. Nobili und Santi Linari.

Arago. Elektromagnetisirung des Eisens II, 50. Folgepunkte in Elektromagneten II, 65. Anziehung von Eisenfeilen durch den Strom II, 89 (mit Boisgiraud). Dauer derselben nach dem Oeffnen II, 667. Rotationsmagnetismus II, 638. Drei Componenten der Wirkung auf die Magnetnadel II, 639. Wirkung schlechter Leiter dabei II, 642. Dämpfung der Schwingungen von Magnetnadeln II, 653, 654.

d'Arcet. Silberfällung durch Kupfer I, 254.

Armstrong Ueberführung N. 37.

Arndtsen. Widerstand der Metalle I, 100. Magnetismus des Nickels II, 279. Desgl. des rothen Blutlaugensalzes II, 434. Diamagnetometer II, 443. Abhängigkeit des Diamagnetismus von der magnetischen Kraft II, 460.

von Arnim. Säure und Alkalibildung bei der Wasserzersetzung I, 180. Astatisches System II, 427. Beziehung des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaft II, 538. Elektromotorisches Verhalten von magnetischem Eisen II, 541.

Ash. Oxydation des Zinks an der Luft bei Berührung mit Kupfer I, 252.

Avogrado. Spannungsreihe I, 19. Umkehrung der Stromesrichtung I, 391, 395.

B.

Babbage s. Herschel.

Babinet s. Ampère.

von Babo. Verbindung der Elemente zur Säule N. 22.

Bacco. Eisensalze in der Kette N. 22.

Bacelli s. Nobili.

Bachoffner s. Sturgeon.

Baden Powell. Einfluss der Torsion auf die Magnetisirung des Stahls durch die Erde II, 74.

Bagration. Erdkette I, 144.

Balard. Brom isolirt I, 97.

Bancalari. Diamagnetismus der Flamme II, 511.

Barlocchi. Magnetismus durch Licht II, 537.

Barlow. Gleichheit der Intensität in der ganzen Leitung I, 53. Rotation eines Leiters um den Magnet II, 109. Oscillirender Drath. Barlow'sches Rad II, 133, 634. Eisenstäbe in einer Spirale schwebend II, 143. Magnetismus von Eisenkugeln II, 237. Magnetisches Moment verschiedener Eisensorten II, 272. Apparat für Rotationsmagnetismus II, 638. Magnetismus in rotirenden Eisenkugeln II, 683. B. und Bonnycastle. Umkehrung der magnetischen Polarität beim Abkühlen einer glühenden Eisenstange unter Einfluss des Erdmagnetismus II, 414.

Barral. Tragkraft der Elektromagnete. Einfluss des Abstandes der Anker II, 359; desgl. des Gewichtes der Anker II, 364. Verhältniss der geraden und schiefen Ankeranziehung II, 368.

Barreswill. Metallfällungen I, 261.

Baumert. Ozon und Wasserstoffsuperoxyd bei der Wasserzersetzung I, 173.

Baumgartner. Erregung des Magnetismus durch Licht II, 537. Dämpfung der Schwingungen einer Magnetnadel II, 653 bis 656.

Baxter. Magnetoinduction II, 550.

Beatson. Tönen eines Stabes beim Hindurchleiten von Strömen II, 411.

Becker. Widerstand der Lösungen I, 114.

Becquerel. Elektricitätserregung beim Contact von Metallen mit Flüssigkeiten I, 5, 7; desgl. mit erhitztem Glase I, 20. Bezeichnung der Elektrisirung der sich berührenden Metalle I, 19. Säure-Alkalikette I, 37. Ketten aus einem Metall und zwei Flüssigkeiten I, 39. Ströme beim Zersetzen von Wasserstoffsuperoxyd I, 46. Leitungswiderstand. Abhängigkeit von den Dimensionen I, 56. Rheostat I, 83. Widerstand des erhitzten Glases I, 99; der Metalle I, 100. Pile clissonnée I, 149. Schwefelsaures Bleioxyd in der Kette I, 161. Bestätigung des elektrolytischen Gesetzes bei verschieden concentrirten Lösungen I, 190. Elektrolyse von Bleioxydkali I, 208. Elektrolyse gemischter Lösungen I, 232; bei hintereinander geschichteten Lösungen I, 237. Elektrische Endosmose I, 243. Elektrolytische Darstellung krystallisirter und anderer Verbindungen, auch von Eisen, Nickel, Cobalt (zum Theil mit E. Becquerel) I, 263. N. 30, 31. Theorie der Polarisation I, 301. Polarisation durch den elektrischen Schlag I, 341. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen I, 387. Desgl. beim Herausheben und Wiedereinsenken I, 390. Thermoelektromotorische Kraft I, 411. Proportionalität mit der Temperaturdifferenz der Löthstellen I, 415. Umkehrung der Ströme dabei I, 417. Chemische Wirkungen der Thermoströme I, 422. Strom in einem geschürzten Platindrath I, 427. Strom zwischen ungleich heissen Metallen I, 431. Triboelektrische Ströme I, 439. Ursache der Thermoströme I,

462. Leitungsfähigkeit der Flamme I, 448. Ströme durch Glas und Weingeistdampf I, 450. Flammenströme I, 451 und 452. Ströme durch Capillarität I, 523. Elektromagnetische Wage II, 176. Differentialgalvanometer II, 193. Graduirung des Galvanometers II, 206. Vertheilung des Magnetismus in dünnen Stahldräthen II, 315. Diamagnetismus des Wismuths II, 427. Transversalmagnetische Körper II, 430. Elektricitätsmenge zur Wasserzersetzung II, 804. Theorie der Kette II, 841, 843. — B. und E. Becquerel. Nobilische Farbenringe I, 266.

E. Becquerel. Fundamentalversuche I, 11. Photoelektrische Ströme I, 46, 403. Elektroskopische Spannung der mit Gas beladenen Metalle I, 51. Widerstandsbestimmungen mit dem Differentialgalvanometer I, 89. Bestimmung des Widerstandes von Flüssigkeiten I, 92, von Metallen I, 100. Einfluss der Cohäsion der Metalle auf denselben I, 103. Desgl. der Wärme I, 104. Widerstand von Lösungen I, 110; desgl. in Capillarröhren N. 3; desgl. der Gase I, 119. Elektromotorische Kräfte der Hydrosäulen I, 140. Wasserzersetzung durch abwechselnd gerichtete Ströme I, 177. Wirkung von Chlor, Brom, Jod bei der Wasserzersetzung I, 181. Elektrolyse gelöster zusammengesetzter Verbindungen I, 224. Elektrolyse in der Gassäule I, 264. Ströme beim Bewegen der Elektroden I, 400. Gesetz der Erwärmung des Schliessungskreises für Metalle I, 467; für Flüssigkeiten I, 481. Maximum des Magnetismus II, 277; bei verschieden harten Eisensorten II, 278. Magnetismus des Nickels, Kobalts und Magneteisensteines II, 279. Magnetismus von Eisencylindern bei verschiedener Dicke und verschieden feiner Vertheilung II, 308; bei hohen Temperaturen II, 414. Einfluss des umgebenden Mediums auf den Magnetismus und Diamagnetismus der Körper II, 438. Theorie davon II, 452. Abhängigkeit des Diamagnetismus von der magnetisirenden Kraft II, 456. Annäherung an ein Maximum II, 461. Permanenter Magnetismus von unreinem Zink II, 466. Vermeintliche diamagnetische Polarität des Wismuths II, 466. Quantitative Bestimmung des Diamagnetismus verschiedener Stoffe II, 470; der Gase II, 473. Drehung der Polarisationsebene bei verschiedenem Abstand von den Magnetpolen II, 525; für verschiedene Substanzen II, 527; in Krystallen II, 533. Nachleuchten des elektrischen Lichtes II, 758. B. und Frémy, Ozonbildung II, 768 s. auch Becquerel.

van Beek. Umkehrung der Stromesrichtung I, 395. Thermoströme I, 405. Transversalmagnete II, 349.

Beer. Magnetismus eines Ellipsoides II, 238. Unipolare Induction II, 573; s. auch Plücker.

Beetz. Leitung des Jods I, 97; des erhitzten Glases, Quecksilberjodids und Fluorbleis I, 99. Widerstand der Salzlösungen N. 17; desgl. lockerer Körper beim Erwärmen N. 12. Elektromotorische Kräfte der Hydrosäulen I, 134; der Gassäulen I, 139. Elektrolyse von Bleioxydkali I, 208. Farbenringe I, 268. Widerlegung des Zersetzungswiderstandes I, 319. Abänderung der Poggendorff'schen Methode zur Bestimmung der Polarisation I, 325. Polarisation durch Wasserstoff und Sauerstoff I, 328; durch andere Gase I, 340. Zeit zum Vergehen der Polarisation I, 343. Einfluss des Erschütterns I, 347; der Temperaturerhöhung I, 480, 350. Wirksamkeit des reinen Sauerstoffs auf die elektromotorische Kraft I, 360. Polarisation in der Daniell'schen Kette I, 347, 362. Positive Polarisation des Eisens I, 366. Passivität des Eisens I, 370 bis 372, 383. Verhalten galvanoplastischer Magnete II, 291. Einfluss des Widerstandes der Schliessung auf die Elektromagnetisirung von Eisen II, 699. Zeitlicher Verlauf der Inductionsströme bei der Magnetisirung von Eisenkernen II, 700.

Behrens. Trockne Säule I, 27. Säulenelektroskop I, 29.

dalla Bella. Gesetz der Anziehung der Magnete II, 75.

Bentley. Inductorium II, 716.

Berthelot. Modificationen des Schwefels I, 218. Bildung von Acetylen. N. 72.

Beryot. Amalgamiren der Zinkcylinder N. 20.

Berzelius. Theorie der Ladung der Ionen I, 274. Elektrochemische Reihe I, 280. Transversale Magnetisirung der Leitungsdräthe II, 84. Theorie der Kette II, 837, 839, 840. — B. u. Hisinger. Brenzliche Oele bei der Wasserzersetzung I, 181. Elektrolyse hintereinander geschichteter Lösungen I, 282. B. und Pontin. Darstellung von Magnesium, Barium, Calcium etc., von Amalgamen I, 212. Elektrolyse von Schwefelsäure I, 218.

Bidone. Gesetz der Anziehung zweier Magnetpole II, 77.

Billard. Magnetisirung des Magneteisensteins durch Ablöschen zwischen Magnetpolen III, 71.
Billet. Commutator I, 166.
Biot. Verschiedene Flüssigkeiten und geschmolzene Salze in der Säule. Ladungszeit derselben I, 26. Einfluss der Grösse der Berührungsstellen und Plattengrösse in der Säule auf die Ladung der Pole I, 31. Unipolare Leitung durch Seife I, 295. Formel für den freien Magnetismus auf der Oberfläche von Stahlmagneten II, 246. Magnetismus des Nickels II, 279. Vergleichung mit den Versuchen von Coulomb II, 315. Magnetismus der Körper II, 427. B. und Cuvier. Einfluss der Luftverdünnung auf die elektromotorische Kraft der Kette I, 359; desgl. Einfluss der umgebenden Gase I, 360. B. und Savart. Eine Magnetnadel in der Ebene eines Stromes wird nicht abgelenkt II, 82. Gesetz der Wirkung eines Sromesleiters auf einen Magnet II, 85; desgl. eines Stromeselementes II, 86.
Bird. Zerlegungszelle I, 262. Elektrolyse von Albuminlösungen N. 32. Polarisation I, 302.
Bischoff und Witting. Bleibaum I, 208, 259.
Black s. Wall.
Böckmann. Lichtenbergische Figuren an den Polen der Säule I, 25. Funken; Temperatur derselben I, 494, 495.
Böttger. Amalgamirtes Eisen I, 146. Anmerk. Kohlencylinder in der Kette I, 148. Elektrische Färbung durch Superoxyde I, 208. Elektrolytisches Eisen N. 31. Explosives Antimon I, 223. Ströme zwischen ungleich heissen Metallen und geschmolzenen Salzen I, 443. Magnetisirungsmethode nach Elias II, 66. Drehung der Polarisationsebene durch den Strom II, 514. Apparat zur Darstellung des Rotationsmagnetismus II, 638.
Bohnenberger. Zunahme der Spannung mit der Elementenzahl I, 28. Säulenelektroskop I, 29. Lackschichten in der trocknen Säule I, 30. Abhängigkeit der Ladung an den Polen von der Plattengrösse I, 31.
Boisgiraud. Einstellung schwimmender Nadeln durch den Strom II, 89; s. auch Arago.
du Bois-Reymond. E. Ablenkung der Magnetnadel durch die trockne Säule I, 28. Bestimmung der elektromotorischen Kraft N. 18. Schlüssel I, 165. Compensator N. 18. Elektrolyse hintereinander geschichteter Elektrolyte I, 240. Kataphorische Wirkung des Stromes, Fortführung suspendirter Pulver N. 37, 38. Farbenringe I, 267. Secundärer Widerstand N. 39. Polarisation an der Grenzfläche der Flüssigkeiten I, 353. Innere Polarisation I, 354. Positive Polarisation von amalgamirtem und käuflichem Zink und Kupfer I, 367, 368. Unpolarisirbare Elektroden I, 369. Ströme beim Schütteln der Elektroden I, 399. Ströme durch Drücken der Elektroden I, 401. Thermoströme im Turmalin N. 44. Galvanometer II, 191 bis 198. Astatische Systeme N. 53. Objective Darstellung der Ablenkung der Galvanometernadel II, 199. Schlittenapparat II, 545. Zeitlicher Verlauf der inducirenden und Inductionsströme bei unverzweigter und verzweigter Hauptschliessung II, 664, 665. Dauer der Inductionsströme nach dem Schliessen und Oeffnen der primären Spirale II. 667; desgl. bei Anwesenheit von Eisenkernen II, 667. Physiologische Wirkung der Inductionsströme II, 678, Ströme in offenen Inductionsspiralen, unipolare Inductionszuckungen II, 724.
Bonnycastle s. Barlow.
de la Borne. Thermosäule I, 420.
van den Bos. Einstellung der Leiter durch die Erde II, 47.
von Bose s. A. Matthiessen.
Bosscha. Theoreme der Stromverzweigung I, 72. Methode der Widerstandsmessung N. 10. Abänderungen der Methode von Poggendorff zur Bestimmung der elektromotorischen Kraft I, 125, 126. Ungenauigkeit der Tangentenboussole II, 179. Graduirung des Galvanometers II, 209. Widerstandsbestimmungen damit II, 211. Elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette II, 792. Wärmewirkungen bei chemischer Action in der Kette II, 820 bis 824.
Bostock. Oxydationstheorie II, 839.
Bothe. Gyrotrop N. 23.
Botto. Thermosäule I, 420. Wasserzersetzung durch dieselbe I, 422. Gesetz der Erwärmung des Schliessungskreises I, 469. Ankeranziehung gerader Elektromagnete von verschiedenen Dimensionen II, 341.
Bourguet. Lichtenbergische Figuren an den Polen der Säule II, 25. Goldplatten in der Volta'schen Säule I, 26. Temperatur des Funkens I, 494. Funken I, 495.
Bournouf s. Guillemin.
Boutmy und Chateau. Passivität des Eisens N. 42.
Bouvier. Eis ein Isolator I, 97.

Boyle. Verschwinden des Magnetismus des Magneteisensteins bei hohen Temperaturen II, 415.

Brande. Alkaloidmetalle I, 212. Ladung der Wasserstoffflamme I, 454.

Bravais. Wirkung eines Kreisstromes auf eine Magnetnadel II, 146.

van Breda. Gewichtsverlust der Elektroden beim Lichtbogen I, 509. Zersprengen von Dräthen durch den Strom I, 521. Abstossung aufeinanderfolgender Stromeselemente N. 50. Erzeugung von Wärme beim Magnetisiren II, 496, s. Logeman.

Breguet. Induction in verschiedenen Ankern bei der Maschine von Page, II, 647, s. auch Masson.

Breton. Magnetelektrisirmaschine II, 708.

Brugmans. Diamagnetismus des Wismuths II, 427.

Brugnatelli. Volta'sche Säule I, 26. Freie Spannung in der geschlossenen Säule I, 62. Säure- und Alkalibildung bei der Wasserzersetzung I, 180. Zerfallen der Goldelektroden dabei I, 184. Schwarzes Silber I, 208. B. u. Configliacchi. Unipolare Leitung der Seife I, 295.

Brunner. Diamagnetismus des Eises II, 434, s. auch Mousson.

Bucholz. Säurebildung bei der Wasserzersetzung widerlegt I, 180. Metallfällungen I, 260.

Buff. Elektricitätserregung beim Contact von Metallen und Flüssigkeiten I, 3. Fundamentalversuche I, 11 (II, 849). Elektricitätserregung beim Contact von Metallen und erhitztem Glase I, 20. Elektromotorische Kraft der mit Gas beladenen Metallplatten I, 51. Widerstand des erhitzten Glases, des festen Chlorbleies, der Molybdänsäure I, 99; der Metalle I, 100. Elektromotorische Kräfte der Ketten I, 133. Constante Ketten I, 150. Eisenoxydsalze in der Kette I, 159. Elektromotorische Kraft der Chromsäurekette I, 163. Wasserzersetzungsapparate I, 169. Elektrolytisches Gesetz I, 191. Die Elektrolyte leiten nicht metallisch I, 192, 194. Elektrolyse von Chromsäure, Jodsäure I, 221; Kupferchlorür, Antimonchlorid, Molybdänsäure u. s. f. I, 226; Quecksilbersalzen I, 227; gemischten Lösungen I, 236. Einfluss der Wanderung der Ionen auf die Elektrolyse I, 241. Polarisation des Glases I, 298. Widerlegung des Zersetzungswiderstandes I, 319. Numerische Bestimmungen der Polarisation I, 323, 337. Polarisation durch Reibungselektricität I, 341. Passivität von Kupfer I, 385; von Aluminium I, 386. Thermoelektrische Ströme in der Flamme I, 448; desgl. durch eine mit Weingeistdampf gefüllte Glaskugel I, 450. Elektrodynamische Anziehung II, 3. Einstellung der Magnetnadel durch einen linearen Strom II, 93. Tangentenboussole II, 178. Galvanometer mit langem Draht II, 194. Empfindlichkeit desselben bei verschiedener Schwingungsdauer des astatischen Systems II, 205. Elektricitätsmenge zur Wasserzersetzung II, 804. Contacttheorie II, 849. B. u. Hofmann. Chemische Wirkung der Inductionsfunken II, 769. B. u. Wöhler. Siliciumwasserstoff N. 33. B. u. Zamminer. Maximum des temporären Magnetismus II, 271.

Bunsen. Kohlenzinkkette I, 42, 155. Chromsäure und Braunsteinkette I, 158. Voltameter I, 195. Einfluss der Stromesdichtigkeit auf die Elektrolyse I, 198. Elektrolyse von Chlorwasserstoffsäure I, 206. Elektrolytische Darstellung von Metallen I, 200, 212, 222. Elektrochemisches Aequivalent des Wassers II, 791.

Bunzen. Galvanische Erwärmung der Flüsssigkeiten I, 478. Ungleiche Erwärmung der Elektroden I, 479.

C.

Callan. Batterie I, 154. Interruptor II, 720.

Canton. Magnetisirungsmethode II, 69. Abnahme des permanenten Magnetismus bei Temperaturerhöhung II, 415.

Carl. Nichtvorhandensein der Extraströme II, 590. Thermoströme N. 43.

Carlisle s. Nicholson.

Casselmann. Kohlenzinkkette I, 155. Lichtbogen I, 503, 513. Rotation desselben durch den Magnet II, 136. Elektrochemisches Aequivalent des Wassers II, 791.

de Castro. Inductionsfunken II, 729.

Cavallo. Magnetismus des Messings II, 427. Transversale magnetische Einstellung desselben II, 430.

Challis. Theorie des Magnetismus N. 62.

Chateau s. Boutmy.

Children. Trogapparat I, 143. Wärmewirkungen des Stromes I, 465. Ungleiche Temperatur an den Contactstellen I, 489. Schmelzung im Lichtbogen I, 511.

Christie. Widerstand der Metalle I, 100. Magnetismus eiserner Kugeln II, 237. Erregung des Magnetismus durch

Licht II, 537. Verhalten einer Magnetnadel neben einer rotirenden Eisenkugel II, 683. Bewegung von Metallscheiben über rotirenden Magnetpolen II, 648.

Christie, H. Diamagnetometer II, 443. Abhängigkeit des Diamagnetismus von der magnetisirenden Kraft II, 460. Kein freier Magnetismus auf der Oberfläche der Diamagnete II, 468.

Clark s. Faraday.

Clarke. Daniell'sche Elemente I, 152. Magnetelektrisirmaschine II, 704.

Clausius. Arbeit bei der elektrischen Endosmose I, 289. Theorie der Elektrolyse I, 292. Galvanisches Glühen, Einfluss des umgebenden Mediums I, 476. Theorie der Wärmewirkungen des Stromes II, 807, 810, 812. Arbeit bei Inductionsströmen und elektromagnetischen Maschinen II, 827, 830.

Colladon s. Ampère und Prevost.

Configliacchi. Freie Spannung in der geschlossenen Säule, s. auch Brugnatelli.

Connel. Widerstand ätherischer Lösungen I, 98. Elektrolyse von Alkohol I, 216.

Cooper. Kohlenzinkkette I, 155.

Coulomb. Magnetische Fluida, Coërcitivkraft II, 60. Magnetisirungsmethode II, 69. Gesetz der Anziehung der Magnete II, 76. Permanenter Magnetismus tordirter Eisendräthe II, 273. Vertheilung des freien Magnetismus auf Stahlmagneten II, 314. Moment verschieden langer und dicker Stahlmagnete II, 318. Abstand der Pole II, 319. Wechselwirkung paralleler Fasern II, 320. Moment einander ähnlicher Bündel von Stahldrath II, 322. Einfluss des Erwärmens und Abkühlens auf das permanente Moment II, 417; bei verschieden harten Stäben II, 418. Magnetismus verschiedener Körper II, 427.

Cramer. Tragkraft hufeisenförmiger Elektromagnete; Einfluss des Abstandes des Ankers II, 359.

Croll. Abstossung aufeinander folgender Stromeselemente. N. 50.

Crosse. Schliessungsfunken I, 496.

Cruikshank. Volta'sche Säule I, 21. Lichtenbergische Figuren an den Polen I, 25. Elektrolyse von Salzen I, 190; von Schwefelsäure I, 218. Trogapparat I, 143. Funken an den beiden Elektroden I, 499.

Cumming. Thermoelektrische Reihe I, 406. Umkehrungen in derselben bei hohen Temperaturen I, 417. Biot-Savart'sches Gesetz II, 85.

Curtet. Volta'sche Säule I, 26. Lichtbogen I, 501.

Cuvier s. Biot.

D.

Dancer. Daniell'sche Kette I, 152.

Daniell. Element I, 42, 149, 357. Richtung des Stromes in Nebenschliessungen I, 76. Apparat zur Elektrolyse I, 202 (auch mit Miller). Nitrogurete I, 211. Elektrolyse hintereinander geschichteter Lösungen I, 237. Elektrolyse verschiedener Stoffe I, 209, 214. (auch mit Miller) I, 215, 225. Wanderung der Ionen I, 229. Theorie der Elektrolyse I, 284. Polarisation von Platinelektroden in Wasser I, 322. Einleitung des Lichtbogens durch eine Batterieentladung I, 502.

Davy. Elektricitätserregung beim Contact von Metallen und Pulvern I, 6; desgl. von Metallen und geschmolzenen Salzen I, 20. Spannungsreihe I, 19. Schwefelmetalle in derselben I, 19. Säulen aus zwei Flüssigkeiten und einem Metall I, 37. Leitungswiderstand, Einfluss der Dimensionen I, 56. Widerstand der Metalle I, 100. Trogapparat I, 143. Säulen mit oxydirenden Flüssigkeiten I, 147. Säure- und Alkalibildung bei der Wasserzersetzung I, 180. Tellurwasserstoff bei der Elektrolyse I, 184. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode I, 185. Alkalimetalle I, 210, 211. Elektrolyse von Phosphorsäure I, 218; desgl. von hintereinander geschichteten Lösungen I, 237. Theorie der Elektrolyse I, 272. Absorption von Sauerstoff durch die Kette I, 360. Wirkung oxydirender Stoffe in derselben I, 362. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen I, 387. Wärmewirkungen des Stromes I, 465. Glühen von Dräthen I, 475. Einfluss des umgebenden Mediums I, 475. Galvanische Erwärmung von Flüssigkeiten I, 478. Lichtbogen I, 501. Abstossung aufeinander folgender Stromestheile II, 7. Elektrodynamische Rotation von Quecksilber II, 12. Anziehung von Eisenfeilen durch die Leiter II, 89. Einstellung der Leiter durch den Magnet II, 94. Rotation des Lichtbogens II, 136. Elektromagnetische Rotation von Quecksilber II, 113. Unabhängigkeit des Magnetismus von dem Stoff des magnetisirenden Drathes II, 267. Theorie der Kette II, 837, 839.

Dehérain s. d'Almeida.

Deleuil. Kohlenzinkkette I, 156.

Delezenne. Magnetische Wirkungen

der trocknen Säule I, 28. Töne beim Magnetisiren II, 409.
Dellmann. Fundamentalversuche I, 8.
Dering. Salpeter- und Chlorwasserstoffsäure in der Kette I, 159.
Desains s. de la Provostaye.
Desbordeaux. Kette I, 147.
Desormes. Säure- und Alkalibildung bei der Wasserzersetzung I, 192.
Despretz. Metallfällungen I, 256. Lichtbogen I, 507, 511, 514. Tangentenboussole II, 179. Einfluss der Inductionsströme auf die Elektrolyse II, 588. Temperatur der Elektroden des Inductionsfunkens II, 765.
Deville. Darstellung von Aluminium I, 222.
Dienger. Magnetische Figuren II, 373.
Doat. Quecksilber und Jod in der Kette I, 161.
Doebereiner. Einfluss des Magnetes auf die Metallvegetationen II, 538.
Doppler. Verkürzung der Stromesleiter I, 521. Theorie der Elektricität II, 850.
Dove. Thermosäule I. 420. Wirkungen der Thermoströme I, 422. Anziehung der Magnetnadeln durch den Strom II, 89. Verhalten eines Stahlmagnetes in einem Eisenrohr II, 349. Residuum in einem geschlossenen Elektromagnet II, 350. Einfluss der Lage der Magnetisirungsspirale auf das Moment offener und geschlossener Elektromagnete II, 357. Disjunctor II, 544. Magnetisirung durch Magnetoinductionsströme II, 549. Differentialinductor II, 691. Dauer der Inductionsströme II, 692 bis 695. Magnetismus verschiedener Metalle II, 696. Magnetelektrisirmaschine II, 706. Extraströme derselben II, 714. Elektrisches Licht, Spectrum II, 755.
Draper. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode in Capillarröhren I, 186. Thermoelektromotorische Kraft bei verschiedenen Temperaturen I, 416. Kein Schliessungsfunke I, 495.
Dronke. Magnetismus der Ellipsoide N. 54.
Dub. Maximum des temporären Magnetismus II, 271. Zunahme des temporären Magnetismus bei schwachen Strömen II, 276. Abhängigkeit desselben von der Dicke der Eisenstäbe II, 294; desgl. von der Länge II, 303. Vertheilung des freien und erregten Magnetismus II, 307. Moment von Stäben bei ungleicher Vertheilung der magnetisirenden Kraft II, 309; vgl. auch N. 57. Anziehung von Eisenstäben durch Spiralen II, 329, 330; desgl. von Drathbündeln II, 295; desgl. von Glockenmagneten II, 331. Anziehung gerader Anker und Elektromagnete II, 335 bis 337; desgl. von Eisenkugeln II, 337; bei wachsender Windungszahl II, 338; bei verschiedener Lage derselben II, 339; bei verschiedenen Dimensionen von Anker und Magnet II, 341; bei verschiedener Berührungsfläche II, 343. Verhalten einer Eisenplatte in einer Spirale II, 332. Anziehung an verschiedenen Stellen der Länge eines Eisenstabes II, 347. Tragkraft und Anziehung hufeisenförmiger Elektromagnete II, 354, 355. Freier Magnetismus derselben II, 356. Einfluss der Lage der Magnetisirungsspirale auf Tragkraft und Anziehung II, 357. Einfluss des Abstandes des Ankers bei temporären und Stahlmagneten II, 360. Einfluss der Dicke des Magnetes II, 361; der Länge der Schenkel II, 362; des Abstandes der Schenkel II, 363.
Duboscq. Elektrische Lampe N. 45.
Duchenne. Magnetelektrisirmaschine II, 708.
Dufour. Aenderung der Cohäsion der Dräthe durch den Strom I, 518. Einfluss hoher Temperaturen auf das permanente Moment von Stäben II, 418. Einfluss der Magnetisirungstemperatur II, 418.
Duhamel. Magnetische Polarität beim Rotationsmagnetismus II, 640.
Dujardin. Gyrotrop I, 166. Magnetelektrisirmaschine II, 708.
Dulk. Der Magnetismus auf die Silbervegetation ohne Einfluss II, 538. D. u. Moser. Ketten aus zwei geschmolzenen Elektrolyten und einem Metall I, 41.
Dupré. Elektrolyse von Kupfersalzen N. 28.

E.

Edlund. Zeit zum Entstehen der Polarisation I, 342. Leitungsvermögen von magnetisirtem Eisen II, 406. Magnetische Drehung der Polarisationsebene in gepressten Gläsern II, 532. Intensität der Extraströme II, 589.
St. Edmé. Passivität N. 42.
Eisenlohr. Widerstandssäule I, 84. Kette I, 152. Fluorescenz durch elektrisches Licht II, 758.
Elias. Magnetisirungsmethode II, 66.
Emmet. Ströme zwischen ungleich warmen Metallen I, 432.
Erdmann. Der Magnetismus ohne Einfluss auf chemische Verwandtschaft II, 538.
A. Erman. Triboelektrische Ströme II, 439.

P. Erman. Volta'sche Säule I, 26. Trockne Säule, Einfluss der Feuchtigkeit I, 30. Zamboni'sche Säule I, 34. Freie Spannung in der geschlossenen Säule I, 68. Eis isolirt I, 97. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode I, 185, 186. Unipolare Leitung I, 295; bei Flammen I, 456. Transversalmagnetismus der Leiter, Anziehung von Magneten durch Ströme II, 89. Vertheilung des Magnetismus in Stahlmagneten beim Annähern von Eisenmassen II, 327. Transversalmagnete II, 349. Verschwinden des permanenten Magnetismus des Stahls bei hohen Temperaturen II, 415. Der Magnetismus ohne Einfluss auf das Rosten des Eisens II, 538. Vertheilungstheorie II, 837.

von Ettingshausen. Magnetelektrisirmaschine II, 704.

Euler. Theorie des Magnetismus. N. 62.

F.

Fabbri. Funken in Oel II, 731. Lichthülle II, 731, 734.

Fabre de Lagrange. Kette I, 148.

Fabroni. Oxydation des Zinks an der Luft I, 252.

Faraday. Spannungsreihe I, 19. Contact von Metallen und geschmolzenen Stoffen I, 20. Ketten aus einem Metall und zwei ungleich verdünnten Lösungen I, 40; aus zwei Metallen und zwei Flüssigkeiten I, 43; desgl. mit zwei ungleich verdünnten Lösungen I, 43. Widerstand verschiedener Stoffe I, 97; des Quecksilberjodids, Fluorbleis u. a. I, 99; der Schwefelmetalle I, 100. Säulen I, 144. Elektrolyse, Nomenclatur I, 168. Wasserzersetzung, Elektrolyse verdünnter Schwefelsäure I, 169. Veränderung der Platinelektroden N. 26. Elektrolytisches Gesetz I, 187, 188. Unabhängigkeit der Zersetzung von den Elektroden I, 189. Stromintensität, die zur Zersetzung erforderlich ist I, 192. Elektrolyse geschmolzener Salze I, 199; desgl. von Jodwasserstoff, Cyanwasserstoff und einfachen Salzen I, 206; von weinsauren und benzoësauren Salzen I, 216; von wässriger schwefliger Säure I, 218; geschmolzenem Borax I, 222; von hintereinander geschichteten Lösungen I, 237. Elektrische Endosmose I, 243. Fortführung von Pulvern durch den Strom N. 38. Unlöslichkeit des amalgamirten Zinks in verdünnter Säure I, 253. Elektropositive und elektronegative Stoffe I, 278. Theorie der elektrolytischen Abscheidung der Metalle I, 281. Erscheinungen der Polarisation I, 300. Passivität des Eisens I, 371. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen der Elektroden I, 387; bei Herausheben und Wiedereinsenken derselben in die Flüssigkeit I, 390. Umkehrungen der Stromesrichtung I, 392, 395. Wiederholte Umkehrungen I, 396. Ströme zwischen ungleich heissen Metallen und Flüssigkeiten I, 440, 442. Abstossung zweier aufeinander folgender Stromestheile II, 7. Bewegung eines ostwestlichen Leiters durch die Erde II, 49. Bezeichneter und unbezeichneter Magnetpol II, 50. Anziehung von Magneten durch den Strom II, 88. Rotation eines Leiters um einen Magnet II, 108; eines Leiters durch die Erde II, 121; eines Magnetes um einen Leiter II, 125; eines Magnetes um seine Axe II, 130. Einseitige Hemmung der Galvanometernadel II, 201. Grosser Elektromagnet II, 244. Einfluss der Erwärmung auf den temporären und permanenten Magnetismus von Eisen, Nickel und Kobalt II, 413 bis 415. Diamagnetismus II, 427. Paramagnetische und diamagnetische Substanzen II, 428. Verhalten von Eisen- und Wismuthkugeln und Wismuthpulver über einem Magnetpol II, 432. Magnetismus und Diamagnetismus verschiedener Körper II, 434; der Gase II, 435, 436. Einfluss des umgebenden Mediums II, 437. Diamagnetische Polarität II, 439. Induction durch Bewegung eines Metallkerns in einer Spirale vor einem Magnetpol II, 447. Theorie des Magnetismus II, 454. Quantitative Bestimmung des Diamagnetismus verschiedener Körper II, 474. Magnekrystallkraft II, 478. Verhalten der Krystalle in verschiedenen Medien II, 503. Einfluss des Magnetismus auf Krystallbildung II, 507. Einfluss der Wärme auf den Magnetismus und Diamagnetismus II, 508; desgl. bei Gasen II, 510. Einfluss starker Abkühlung II, 509. Diamagnetismus des Rauches und der Flamme II, 511. Einfluss der Wärme auf die Magnekrystallkraft II, 513. Drehung der Polarisationsebene durch den Strom II, 514. Einfluss von Eisenröhren II, 516. Drehung durch den Magnet II, 517. Verstärkung derselben durch vielfache Reflexion II, 518. Abhängigkeit der Drehung von der Stärke des Stromes und der Länge des Mediums II, 522. Drehung in schwerem Glase und anderen Körpern II, 527; im Bergkrystall II, 533. Magnetismus und Gravitation II, 540. Entdeckung der Induction II, 541.

Magnetoinduction II, 549. Dieselbe in Flüssigkeiten II, 550. Induction bei Bewegung eines Magnetes II, 551. Funken dabei II, 552. Unabhängigkeit der Magnetoinduction von dem Stoff des inducirten Drathes II, 556. Induction bei Umkehrung der elektromagnetischen Rotationen II, 569 flgd. Unipolare Induction II, 572. Induction durch die Erde in linearen Leitern II, 578, 580; desgl. in körperlichen Leitern II, 657. Extraströme II, 582 bis 584. Chemische Wirkungen derselben II, 587. Theorie der Induction II, 624. Magnetoinduction in bewegten Blechstreifen II, 633; in rotirenden Scheiben II, 634. Ablenkung astatischer Systeme durch letztere II, 641. Erklärung der radialen und verticalen Componente beim Rotationsmagnetismus II, 644. Hemmung der Bewegung schwingender Metallscheiben zwischen Magnetpolen II, 651. Verhalten von Eisenscheiben dabei II, 652. Galvanometrische Wirkung der Inductionsströme II, 669. Zeit zum Entstehen des Magnetismus II, 685. Dunkle Entladung II, 747. Elektricitätsmenge zur Wasserzersetzung II, 804. Chemische Theorie II, 841, 845, 846. Ladungszeit II, 869 (auch mit Latimer Clark).

Fauconpret. Commutator I, 166.

Favre. Gesetz der Erwärmung des Schliessungskreises I, 484, 485; II, 818. Wärme in der Kette II, 824; bei Inductionsströmen II, 829 (auch mit Laurent). Arbeit der elektromagnetischen Maschinen II, 830.

Faye. Elektrisches Licht an glühenden Flächen II, 763; in Metalldämpfen N. 67. Mechanische Wirkung der Inductionsfunken N. 71.

Fechner. Elektricitätserregung beim Contact von Metallen mit Nichtleitern I, 6. Fundamentalversuche I, 8 flgde. Spannungsreihe I, 19. Säule mit verschiedener Ableitungsgrösse der Pole I, 23. Freie und gebundene Elektricität in der Säule I, 24. Säulenelektroskop I, 29. Säulen aus drei Flüssigkeiten I, 35. Säure-Alkalikette I, 37. Beweis des Ohm'schen Gesetzes I, 53, 58. Methoden zur Bestimmung der elektromotorischen Kraft I, 121, 123. Elektromotorische Kräfte I, 127. Verminderung der Polarisation in der Kette I, 147. Schwarzes Silber I, 208. Färbung von Pflanzenpapieren auf Metallplatten I, 252. Farbenringe I, 265. Theorie der elektrischen Ladung der Ionen I, 274. Uebergangswiderstand I, 310. Wogen der Kraft der Kette I, 357 und flgde. Passivität des Eisens I, 375. Pulsiren dabei I, 382. Strom bei ungleichzeitigem Eintauchen der Elektroden I, 387 bis 389; beim Herausheben und Wiedereinsenken derselben I, 390. Umkehrungen der Stromesrichtung I, 392, 394 bis 396. Wärmewirkungen des Stromes I, 466. Elektrodynamische Hypothese II, 42. Rotation von Elektrolyten durch Magnete II, 114. Lange Multiplicatoren II, 194. Gebrauch des Multiplicators II, 202. Einfluss der magnetisirenden Kraft auf die Tragkraft der Elektromagnete II, 353. Schwingungen der Magnetnadeln zweier verbundener Galvanometer II, 553. Theorie der Induction II, 615. Dauer eines Stromes nach dem Oeffnen II, 667. Contacttheorie II, 844.

Feddersen. Alternirende Ströme II, 780.

von Feilitzsch. Einstellung von Magnetnadeln durch den Strom II, 91; durch mehrere parallele Ströme II, 93. Rotation eines Magnetes um einen Leiter II, 128, 129. Rotationsapparat II, 135. Anziehung eines Magnetstabes durch eine Spirale II, 143. Elektromagnetische Waage II, 176. Messung der Intensität nach absolutem Maass II, 225. Magnetisirung von Eisenkernen durch Eisendrathspiralen II, 267. Abhängigkeit des temporären Magnetismus von der Dicke der Eisenstäbe II, 294. Magnetismus hohler Eisenröhren II, 296. Verhalten einer dünnen Eisenplatte in einer Spirale II, 332. Theorie des Diamagnetismus II, 453, 455.

Felici. Verbreitung der Elektricität in der Kugel N. 5. Gesetze der Induction II, 558, 559. Umkehrung der Stromesrichtung bei der unipolaren Induction II, 576. Theorie der Induction II, 622 bis 623. Verzögerung der Induction in körperlichen Leitern II, 646.

Fessel. Elektromagnetischer Inductionsapparat II, 574.

Fischer. Bildung von Nickel- und Kobaltsuperoxyd I, 208. Metallfällungen I, 258. Desgl. durch Eisen I, 378.

Fizeau. Interruptor II, 720. Condensator II, 721. F. und Foucault. Helligkeit des Lichtbogens I, 512. Lichtbogen zwischen Metallen und Flüssigkeiten I, 515. F. u. Gounelle. Geschwindigkeit des Stromes II, 873.

Fleury, Elektrolyse des Eisens N. 27.

Foerstemann. Widerstand der Elektrolyte I, 107.

Forbes. Oscillation der Elektroden des Lichtbogens I, 517. Abstossung auf-

einanderfolgender Stromeselemente N. 50. Induction durch natürliche Magnete II, 549.
Foucault. Metallische Leitung der Elektrolyte I, 194. Wärmeentwickelung in rotirenden Metallen zwischen Magnetpolen II, 651. Interruptor II, 720. Verbindung mehrerer Inductionsapparate II, 723, s. Fizeau.
Fourier s. Oersted.
Fox. Schichtung von Thon durch den Strom I, 522.
Frankenheim. Gesetz der Temperaturänderung der Löthstellen durch den Strom I, 491.
Franz. Thermoströme in Krystallen I, 428. Einfluss der Oberflächenschichten auf die Thermoströme I, 434. Thermoströme in schräg gestellten Plattensäulen I, 437; zwischen Krystallen von ungleicher Spaltungsrichtung I, 438. F. u. Wiedemann. Leitung von Wärme und Elektricität in Metallen I, 100.
Frémy s. E. Becquerel.
Frick. Widerstand der Metalle I, 100. Magnetisirungsmethoden II, 73.
Friedel. Thermoströme in Krystallen N. 44.
Fusinieri. Krümmung von Metallplatten durch den Strom I, 521.
Fyfe. Kette I, 147.

G.

Gahn. Elektrolyse von arsenigsaurem Kali und molybdänsaurem Ammoniak I, 207; von gemischten Eisen- und Kupferlösungen I, 232.
Gaiffe s. Nollet.
Galvani. Physiologische Wirkungen des Stromes I, 18.
Garthe. Elektrodynamischer Apparat II, 5.
Gassiot. Fundamentalversuche I, 12. Grosse Säule I, 30. Einfluss des Druckes auf die Wasserzersetzung I, 171. Schliessungsfunken I, 496. Erhitzung beider Elektroden des Lichtbogens I, 510. Inductionsröhren II, 746. Zerfallen der negativen Elektrode des elektrischen Lichtes II, 747. Schichtung desselben II, 751, 752. Luftleerer Raum ein Nichtleiter II, 752. Fluorescenz durch elektrisches Licht II, 758. Magnetisches Verhalten desselben II, 760; bei alternirenden Strömen II, 773, 775, 779. Temperatur der Elektroden II, 765; N. 70.
Gaugain. Elektromotorische Kräfte der erhitzten Gase I, 52; desgl. der Wheatstone'schen Elemente I. 136; desgl. der Amalgame II, 816. Bestimmung der Polarisation bei der Wasserzersetzung I, 329. Thermoströme N. 43. Oberflächenschichten bei den Thermoströmen I, 435. Triboelektrische Ströme I, 439. Tangentenboussole II, 180. Inductionsgesetze II, 562. Inductionsfunken II, 733. Schichtung des elektrischen Lichtes II, 752. Farbe desselben II, 752. Alternirende Ströme (Ventilei) II, 774, 776. Gleichzeitige Ströme im Vacuo II, 780. Elektricität beim Verbrennen II, 843. Ladungszeit II, 857 bis 862. Ohm'sches Gesetz II, 862. Ladung und Leitung N. 4.
Gauss. Gesetz der magnetischen Anziehung II, 79. Wirkung eines Magnetes auf einen Pol II, 101; desgl. eines geschlossenen Stromes II, 139. Absolutes Maass des Magnetismus II, 150 flgd. Messung des Momentes II, 155 bis 167. Spiegelablesung II, 164, 165. Logarithmisches Decrement. Dämpfung II, 168, 657. Berechnung der Schwingungsdauer einer Nadel II, 169 bis 171; der Ruhelage derselben II, 172, 173. G. u. Weber. Bifilarsuspension II, 213. Magnetinductor II, 703.
Gautherot. Polarisation der Elektroden I, 299.
Gay-Lussac. Ladungszeit der Säule I, 26. Magnetismus des Nickels II, 279. G u. Welter. Transversalmagnete II, 349. G. u. Thénard. Einfluss der Erwärmung auf die Polarisation in der Kette I, 359.
Geissler. Rotation der Inductionsfunken II, 740. Inductionsröhren II, 746.
Gerboin. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode I, 185, 186.
Geuther. Elektrolyse von Schwefelsäurehydrat I, 218; von Chromsäure I, 220; von chromsaurem Kali I, 222; von Eisenchlorid I, 226.
W. Gilbert (geb. 1540). Einfacher Strich II, 67. Magnetisirung durch die Erde; Einfluss der Erschütterungen II, 74, 375. Verschwinden des Magnetismus von Magneteisen beim Erhitzen II, 415.
L. W. Gilbert (geb. 1769). Volta'sche Säule I, 26.
Girardin. Elektrolyse von Borax und Legirungen N. 27.
Gladstone. Lichtbogen zwischen Quecksilber N. 47.
Gmelin. Elektrolyse hintereinander geschichteter Leiter I, 237. Theorie der Wasserzersetzung I, 271. Passivität I, 383. Chemische Theorie II, 842.
Goettling. Volta'sche Säule I, 26.
Goodman. Platin-Kaliumkette I, 135.
Gore. Bewegung des Quecksilbers als

Elektrode; Töne dabei N. 36. Explosives Antimon I, 223. Aluminium in der thermoelektrischen Reihe I, 406. Ströme zwischen ungleich heissen Metallen und Flüssigkeiten I, 441. Rollen von Metallröhren und Kugeln auf den Elektroden I, 517.

Gould. Geschwindigkeit des Stromes II, 875.

Gounelle s. Fizeau.

Grassmann. Elektrodynamische Theorie II, 21 Anm.

Green. Magnetismus dünner gerader Stäbe II, 240, 318.

Greiss. Temporärer Magnetismus der Mineralien II, 427; desgl. permanenter II, 466.

Grossmann. Inductionsströme durch tönende Stahlmagnete N. 63.

Grotthuss. Metallfällungen I, 266. Theorie der Elektrolyse I, 271. Polarisation an einem Sprung im Glase I, 354. Ablenkung der Magnetnadel über flüssigen Leitern II, 82.

Grove. Fundamentalversuche I, 12. Element I, 42, 153. Gaskette I, 47. Spannungsreihe der Gase I, 48. Leitungsfähigkeit der Gase I, 119. Kalilauge am Zink in der Kette I, 141. Eisenblech in der Daniell'schen Kette I, 152. Nitrogurete I, 211. Umkehrung des Stromes bei der Wasserzersetzung I, 335. Polarisation durch Reibungselektricität I, 341. Elektrolyse in der Gassäule I, 363. Passivität von Kupfer I, 385. Aenderung der Polarisation durch Bestrahlung I, 404. Ströme in der Löthrohrflamme I, 453. Ursache der Flammenströme I, 455. Galvanisches Glühen. Einfluss des umgebenden Mediums I, 475, 476; desgl. beim Lichtbogen I, 508. Absorption der Gase durch denselben I, 508. Länge desselben I, 503. Lichtbogen zwischen Metallen und Flüssigkeiten I, 515. Zersprengen von Dräthen durch den Strom I, 521. Erzeugung von Wärme beim Magnetisiren II, 426. Schnelligkeit der Unterbrechung des Inductoriums II. 719. Elektrisches Licht. Schichtung II, 748, 751. Magnetisches Verhalten II, 760. Chemische Wirkung der Inductionsfunken II, 767. Ladung der Batterie durch Induction II, 777.

Gruel. Abänderung der Grove'schen Kette I, 153.

Gruner. Säure- und Alkalibildung bei der Wasserzersetzung I, 180.

Guignet. Eisenoxydsalze in der Kette I, 159.

Guillemin. Ströme in dem geöffneten Schliessungskreise I, 68. Glockenmagnet II, 247. Einfluss der Magnetisirung auf die Biegung II, 402. Dauer der Inductionsströme II, 663. Ladungszeit II, 871.

Guthrie. Elektrolyse von ätherschwefelsaurem Kali 226.

Guyard. Flüssigkeiten der Bunsen'schen Kette N. 22.

H.

Hachette. Maschine von Pixii II, 704 s. Thénard.

Haecker. Moment und Tragkraft von Stahlmagneten II, 323, 365.

Haedenkamp. Wirkung einer Spirale auf ein magnetisches Theilchen in ihrer Axe II, 142; desgl. eines Kreisstromes auf einen Magnetpol II, 146.

Haldane. Volta'sche Säule I, 26. Einfluss des Luftdrucks auf die Kraft der Kette I, 359. Absorption von Sauerstoff durch dieselbe I, 360.

de Haldat. Einfluss der Erschütterungen auf den Magnetismus II, 72. Magnetismus hohler und massiver Kerne II, 296. Magnetische Figuren II, 371.

Hallström. Einfluss der Temperaturerhöhung auf den Magnetismus II, 415.

Halske. Apparat zur Messung elektromotorischer Kräfte N. 18 s. Siemens.

Hamann. Magnetisirung durch Ablöschen II, 71.

du Hamel. Einfluss der Zeit auf die Magnetisirung von Stahl II, 72.

Hankel. Fundamentalversuche N. 1. Widerstandsbestimmungen I, 89. Widerstand der Lösungen I, 109. Thermoelektrische Reihe I, 406. Umkehrungen in derselben bei höheren Temperaturen I, 417, 418. Ströme zwischen geschmolzenen Salzen und ungleich heissen Metallen I, 444. Flammenströme I, 452, 453. Unipolare Leitung der Flamme I, 458 bis 461. Messung der Stromintensität durch Erwärmung eines Drathes I, 472. Differentialgalvanometer II, 211. Anziehung von Eisenstäben durch Spiralen II, 329. Theorie des Diamagnetismus II, 454. Diamagnetismus des krystallisirten Wismuths II, 501.

Hansteen. Einstellung einer Magnetnadel durch zwei parallele Ströme II, 92. Einfluss der Temperatur auf den Magnetismus II, 418. Einfluss des Magnetismus auf den Silberbaum II, 538.

Hare. Calorimotor I, 144. Lichtbogen zwischen Metallen und Flüssigkeiten I, 515.

Harris. Magnetisirung von weichen Eisen-

cylindern in hohlen Stahlmagneten II, 297. Einfluss der Drehungsgeschwindigkeit und Entfernung auf die Ablenkung von Magnetnadeln über rotirenden Scheiben II, 642. Dämpfung der Schwingungen einer Magnetnadel II, 655. Einfluss der Entfernung hierbei II, 656.

Hatchett. Magnetismus des Schwefeleisens II, 279.

Hawkins. Eisenkette I, 157.

Heidenhain. Fortführung von Pulvern durch den Strom N. 38.

Heidenreich. Inductorium II, 722.

Hellvich. Goldplatten in der Volta'schen Säule I, 26.

Hellwig. Volta'sche Säule I, 26. Bewegungen des Quecksilbers als Elektrode I, 185.

Helmholtz. Stromverzweigung in Körpern N. 5. Tangentenboussole II, 180. Objective Darstellung galvanometrischer Versuche II, 199. Verlauf eines Stroms in einer Spirale II, 659; desgl. in verzweigten Bahnen II, 660. Prüfung dieser Resultate II, 661, 662. Verlauf eines Inductionsstromes beim Oeffnen des primären II, 664, 667. Physiologische Wirkung des Oeffnungsstromes II, 678. Interruptor mit Nebenschliessung II, 679. Verzögerung der Magnetisirung durch die Induction II, 685. Alternirende Ströme II, 775. Arbeit bei der Induction und dem Magnetisiren II, 828, 834. Contacttheorie II, 849. Analogie der Wirbelbewegung und magnetischen Wirkung N. 62.

Henrici. Säure-Alkaliketten I, 38. Elektromotorische Kraft der mit Gas beladenen Metalle I, 49. Widerstand der Elektrolyte. Einfluss der Wärme I, 107. Amalgame in der Kette I, 141. Lösung von Zink bei Gegenwart von Kupfer I, 250. Wasserzersetzung zwischen oxydirbaren Elektroden I, 338. Polarisation durch den Schlag der Leydner Flasche I, 341. Verminderung der Polarisation in der Säule durch Auflösung von Wasserstoff I, 358. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen I, 387, 389; desgl. beim Herausheben und Wiedereinsenken der Elektroden I, 390. Einfluss des Wasserstoffs I, 389. N. 39. Umkehrung der Stromesrichtung I, 393. Ströme beim Schütteln der Elektroden I, 399. Ströme zwischen ungleich heissen Metallen und Flüssigkeiten I, 440. Flammenströme I, 453, 455. Widerstand des Multiplicators II, 200. Theorie der Kette II, 844, 849.

Henry W. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode I, 185. Elektrolyse von concentrirter Schwefelsäure I, 218.

Henry J. (in Nordamerika). Bandspiralen II, 543. Inductionsströme höherer Ordnung II, 591, 592. Einfluss der Ströme höherer Ordnung auf die physiologische Wirkung der Inductionsströme II, 679.

Henry J. und **Ten Eyk.** Hufeisenelektromagnete II, 64. Anziehung der Magnete II, 350.

Herschel. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode I, 186, 221. Passivität des Eisens I, 370, 378, 380. Lichtbogen durch die Batterieentladung eingeleitet I, 502. H. u. **Babbage.** Rotationsmagnetimus II, 641. Rotation einer Metallscheibe über einem rotirenden Magnet II, 648.

Hipp. Einfluss des Widerstandes der Schliessung auf die Extraströme II, 698.

Hisinger s. Berzelius.

Hittorf. Widerstand des Selens und der Schwefelmetalle I, 99. Goldelektroden bei der Elektrolyse geschmolzenen Salpeters I, 199. Apparat zur Elektrolyse gelöster Salze I, 204. Elektrolyse von verschiedenen Salzen I, 214, 222, 226, 230. Wanderung der Ionen I, 230. Elektrolyse gemischter Lösungen I, 235. Elektrische Endosmose I, 245. Einfluss derselben auf die Elektrolyse I, 248. Theorie der Elektrolyse I, 285.

Hofmann s. Buff.

Holmes. Magnetelektrisirmaschine II, 709.

Holmgreen. Einfluss der Temperaturänderungen auf den permanenten Magnetismus II, 418.

Holtzmann. Zersetzungswiderstand I, 319. Arbeitsleistungen des Stromes II, 806.

Holzmann s. Matthiessen.

Horsford. Widerstand der Lösungen I, 110.

Hoffer. Magnetisirung von Hufeisen II, 73.

Humboldt A. von. Erste Andeutung der Induction II, 541.

Hunt. Ströme durch Drücken der Elektroden I, 401. Einfluss des Magnetes auf die Krystallisation II, 538.

I. J.

Jacobi. Ketten aus einem Metall und zwei Flüssigkeiten I, 39; desgl. aus zwei Metallen, Cyankalium und Salpetersäure I, 42. Verzweigte Ströme I, 73. Rheostat I, 81, 83. Methoden zur Widerstandsbestimmung I, 91. Commutator

I, 167. Stromesdichtigkeit I, 172. Wiedervereinigung der bei der Wasserzersetzung gebildeten Gase I, 179. Zersetzung von Kupferlösung N. 28. Messingreduction N. 35. Abwesenheit des Schliessungsfunkens I, 495. Verhalten der Stahlmagnete bei abwechselnd gerichtetem Streichen II, 276. Gegenstrom II, 582, 583. Magnetelektrisirmaschine II, 707. Stellung des Commutators derselben II, 710. Widerstandsetalon II, 786. Arbeit der elektromagnetischen Maschinen II, 832 s. Lenz.

Jäger. Fundamentalversuche I, 8. Theorie der Säule I, 23; II, 837. Trockne Säule I, 27, 28. Vertheilungstheorie; Einfluss der Erwärmung auf die trockne Säule I, 30. Freie Spannung in der geschlossenen Säule I, 62. Färbung von Pflanzenpapieren auf Metallplatten I, 252.

Jamin. Activer Wasserstoff I, 176. Metallische Leitung der Elektrolyte I, 193. Rotation des elektrolysirten Wassers durch den Magnet II, 114.

Jean. Inductorium II, 716.

Jenkin s. Thomson.

Jenkins. Extrastrom II, 582, 583.

Inglis. Leitung des Jods I, 97 Anm.

Jonas. Elektrolytische Bildung von Kupferchlorür I, 207.

Joule. Elektromotorische Kräfte I, 131. Einfluss des Heraushebens und Wiedereinsenkens der Erregerplatten I, 360. Einfluss der Oberflächenänderungen der Elektroden auf die Intensität I, 368. Abwechselndes Activ- und Passivwerden des Eisens I, 383. Thermoelektrische Reihe N. 43; desgl. der Eisensorten I, 407. Gesetz der Erwärmung des Schliessungskreises I, 466; desgl. für Elektrolyte I, 480; desgl. in den Elementen I, 482. Elektromagnete II, 246. Maximum des Magnetismus II, 268. Magnetic set II, 277 Anm. Magnetisches Moment von Drathbündeln II, 295. Remanenter Magnetismus II, 350. Tragkraft der Elektromagnete II, 362. Einfluss der Magnetisirung auf die Länge eines Eisenstabes II, 399, 400; desgl. auf das Volum II, 403. Erzeugung von Wärme beim Magnetisiren II, 424, 425. Abhängigkeit des Diamagnetismus von der Grösse der magnetisirenden Kraft II, 457. Elektrochemische Aequivalente II, 791. Wärmewirkung bei der Elektrolyse II, 825. Elektromagnetische Motoren II, 832.

Jürgensen. Fortführung von Pulvern durch den Strom N. 38.

K.

Kämtz. Trockene Säule I, 35.

Karsten. Theorie der Kette II, 844 Anm.

Kastner. Schwarzes Silber I, 208. Einfluss des Magnetismus auf Krystallisation II, 538.

Keir. Passivität des Eisens I, 370, 375, 376. Pulsiren I, 381.

Keller. Ladungszeit II, 871.

Kemp. Ketten mit Zinkamalgam I, 147.

Kinkelin. Wirkung eines Kreisstromes auf eine Magnetnadel II, 146 bis 148.

Kirchhoff. Ohm'sches Gesetz I, 67. Stromverzweigung in linearen Leitern I, 69; desgl. in der Ebene I, 78. Wirkung zweier Kreisströme in einer Ebene II, 26. Magnetismus unbegrenzter Cylinder II, 241. Inductionsconstante II, 625 bis 628. Alternirende Ströme; Strombildung II, 865 bis 868.

Knight. Doppelstrich II, 67. Magnetisiren beim Ablöschen II, 71.

Knoblauch und Tyndall. Diamagnetische Einstellung der Krystalle II, 480; der Pseudomorphosen II, 482; desgl. gekreuzter Elfenbeinplatten II, 485. Theorie der Einstellung II, 493.

Knorr. Tastengyrotrop I, 166.

Knox. Theorie der Elektricität II, 850.

Kohlrausch. Spannungsreihe I, 15. Säure-Alkalikette I, 37. Elektromotorische Kraft der Daniell'schen und Grove'schen Kette I, 44. Gleichheit der Stromintensität an allen Stellen der unverzweigten Schliessung I, 53. Freie Spannung in der geschlossenen Kette I, 65, 66. Theorie der elektrischen Ladung und Trennung der Ionen I, 276. Vergleichung der thermo- und hydroelektromotorischen Kraft I, 414. Elektroskopische Eigenschaften der Thermosäule I, 421.

Kohn. Fixirung der magnetischen Figuren II, 371.

Kolbe. Elektrolytische Bildung von Chlorstickstoff I, 209. Elektrolyse von chlorsaurem Kali I, 215; desgl. von organischen Verbindungen I, 216.

von Kolke. Einwirkung von Eisenmassen auf die Tragkraft der Elektromagnete II, 345. Magnetismus auf dem Querschnitt von Eisenstäben II, 346; desgl. auf den Seitenflächen derselben II, 348.

Koosen. Maximum des temporären Magnetismus II, 271. Verlauf der Inductionsströme II, 664, 701. Commutator an der Magnetelektrisirmaschine

II, 710. Spannungserscheinungen bei Inductionsströmen II, 724. Lichthülle II, 733. Ladung der Batterie durch Induction II, 777. Wärmewirkungen bei der Polarisation II, 819. Arbeit bei der Induction II, 827; bei elektromagnetischen Maschinen II, 832.
Kraemer. Elektrolytisches Eisen N. 31.
Kramer. Rotationsapparat II, 135.
Kühne. Elektrische Endosmose N. 37.
Kukla. Antimon in der Kette I, 161.
Kupffer. Aenderung des permanenten Magnetismus von Stahlstäben durch die Erde II, 288. Ungleiche Vertheilung des Magnetismus in einseitig gestrichenen Stäben II, 325. Einfluss der Erwärmung auf den temporären Magnetismus II, 413; desgl. auf den permanenten Magnetismus II, 417; desgl. auf die Vertheilung des letzteren II, 422.

L.

Lacassagne u. Thiers. Kette I, 161.
Lagarve. Trockne Säulen I, 35.
Lallemand. Elektrodynamische Wirkung der Inductionsströme II, 673.
Lambert. Magnetische Figuren II, 373, 374.
Lamont. Spiegelboussole II, 181. Vertheilung der Momente in Stäben N. 55. Wechselwirkung magnetischer Lamellen N. 59. Form der Magnete N. 60. Anziehung von Eisenstäben durch die Seitenfläche von Magneten II, 348. Einfluss wiederholter Temperaturänderungen auf das permanente magnetische Moment II, 418.
Lampadius. Magnetismus von Nickel, Kobalt und Legirungen des Nickels II, 279.
Lamy. Widerstand der Metalle I, 100. Diamagnetismus von Kalium und Natrium II, 434.
Langsdorff. Silberdrath als Widerstandseinheit I, 86.
La Place. Wirkung eines Stromelementes auf eine Magnetnadel II, 86.
Lapschin s. Tichanowitsch.
Laurent s. Favre.
Lebaillif. Sideroskop II, 427.
Leeson. Chromsaures Kali in der Kette I, 158.
Le Maire. Magnetisirungsmethode II, 69.
Lenz. Widerstand der Metalle I, 100. Einfluss der Wärme auf denselben I, 104, 105. Widerstand der Kupfervitriollösung I, 108. Uebergangswiderstand zwischen Metallen I, 294. Theorie der Polarisation I, 314. Polarisation bei der Wasserzersetzung I, 320. Gesetz der Erwärmung des Schliessungskreises I, 468. Erkältung der Löthstelle I, 489. Abstossung aufeinander folgender Stromestheile II, 7. Zunahme des temporären magnetischen Momentes bei schwachen Strömen II, 276. Identität der Wirkungen der Inductionsströme und anderen Ströme II, 456. Gesetze der elektrodynamischen Induction II, 548; der Magnetoinduction II, 554 bis 557. Magnetelektrisirmaschine II, 710 bis 713. L. u. Jacobi. Elektromagnetische Waage II, 177. Temporäres Moment gerader Stäbe. Einfluss der Stromintensität II, 263; der Magnetisirungsspirale II, 264, 265; der Dicke der Eisenstäbe II, 293; der Länge derselben II, 302. Vertheilung des Moments der Länge nach II, 300, 301. Moment bei ungleicher Vertheilung der magnetisirenden Kraft II, 310, 311. Anziehung gerader Elektromagnete II, 334; Magnetismus hufeisenförmiger Elektromagnete II, 351. Tragkraft derselben II, 354. Extraströme II, 585. L. u. Saweljew. Widerstand der Lösungen I, 115. Elektromotorische Kräfte der Ketten und der Polarisation I, 134.
Leroux. Kette I, 159. Rollen von Metallkugeln auf den Leitungsdräthen I, 518. Magnetismus von krystallisirtem Eisen II, 273. Elektromagnetisches Verhalten glühender Dräthe II, 741. Elektromagnetische Maschinen II, 830, 833. Dauer der Inductionsfunken N. 66.
Leslie. Magnetische Figuren II, 370.
Leuchtenberg. Kette I, 148.
Leykauf s. Ohm.
Linari. Chemische Wirkungen und Funken der Thermosäule I, 422 (mit Antinori) s. auch Nobili und Palmieri.
Linnemann. Darstellung von Kalium N. 27.
Liouville. Die elektrodynamische Kraft wirkt in der Verbindungungslinie der Stromelemente II, 18. Aufeinander senkrechte Elemente wirken nicht aufeinander II, 20.
Lissajoux. Inductionsfunken II, 732.
Lloyd. Astatische Systeme N. 53.
Logeman. Magnet II, 273. L. u. van Breda. Metallische Leitung der Elektrolyte I, 192. Elektrische Endosmose I, 243.
de Luc. Trockne Säule I, 27.
Lüdersdorff. Elektrolyse von Alkohol I, 216.
Lüdicke. Magnet als Erreger in der Säule I, 26. Einfluss des Magnetismus auf die Krystallisation II, 538.

M.

Maas. Verlust der Elektroden beim Lichtbogen I, 509. Theorie der Elektricität II, 850.

Maggi. Einfluss der Magnetisirung auf das thermische Leitungsvermögen II, 405.

Magnus. Activer Wasserstoff I, 176. Bildung von Tellurwasserstoff und Antimonwasserstoff bei der Elektrolyse; Selen und Schwefel an der negativen Elektrode bei derselben I, 181. Einfluss der Stromesdichtigkeit auf die Elektrolyse I, 207. Verdünnung von Kupfervitriollösung an der negativen Elektrode I, 228. Elektrolyse gemischter Lösungen I, 233. Metallfällungen I, 254. Theorie der Elektrolyse I, 287. Einfluss der Härte auf die thermoelektromotorische Kraft I, 426. Einfluss der Dicke der Leiter I, 430. Thermoströme zwischen ungleich heissen Metallen I, 433. Die Strahlung nach aussen ohne Einfluss auf die Thermoströme I, 462. Einfluss von angelegten Eisenmassen auf die Tragkraft der Elektromagnete II, 345. Tragkraft zweier paralleler Magnete bei Verbindung ihrer einen Enden durch Eisenmassen II, 350. Extraströme in Spiralen mit Eisenkernen, Drathbündeln, Eisenröhren II, 687. Zeit zum Vergehen des Magnetismus bei langen und kurzen Magnetisirungsspiralen; bei aufliegendem und fehlendem Anker, bei gleicher und entgegengesetzter Magnetisirung beider Schenkel des Elektromagnetes II, 690. Farbe des elektrischen Lichtes II, 754. Alternirende Ströme II, 775, 779.

Majocchi. Theorie der Kette II, 849.

Makrell. Salpetersaure Salze in der Kette I, 159. Lichtbogen zwischen Metallen und Flüssigkeiten I, 515.

Marbach. Schwefelkies und Kobaltglanz in der thermoelektrischen Reihe I, 407.

Maréchaux. Volta'sche Säule I, 26. Trockne Säule I, 26. Wasserzersetzung zwischen oxydirbaren Elektroden I, 338.

Marianini. Spannungsreihe I, 19. Oxydirte Metalle in derselben I, 19. Polarisirte Platten in derselben I, 355. Gekreuzte Ströme I, 76. Ladungssäule und Zwischenplatten I, 300. Theorie der Polarisation I, 301. Wirkungsabnahme der Säule I, 357. Einfluss des Erwärmens auf die Leitungsfähigkeit der Lösungen I, 359. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen I, 387; beim Herausheben und Wiedereinsenken der Erregerplatten I, 390. Umkehrungen der Stromesrichtung I, 395. Entmagnetisiren von Stahlmagneten II, 276. Einfluss von Batterieentladungen auf den permanenten Magnetismus II, 281. Uebereinanderlagerung der Magnetisirungen II, 292. Polarisation durch Inductionsströme II, 546. Dauer der Inductionsströme nach dem Schliessen und Oeffnen der primären Spirale II, 667. Theorie der Kette II, 841.

Marianini (Sohn). Anziehung von Eisenstäben durch Spiralen mit Eisenhüllen II, 331.

Marié-Davy. Widerstand der Salzlösungen N. 17. Quecksilbersalze und schwefelsaures Bleioxyd in der Kette I, 161. Arbeitsleistungen des Stromes N. 74. M. u. **Troost.** Wärme und elektromotorische Kraft II, 826. Theorie der Kette II, 849.

Markus. Magnetisirungsmethode II, 69.

Marrian. Töne beim Magnetisiren II, 409.

Marsh. Rotation eines Leiters um einen Magnet II, 109.

Martens. Anomale Polarisation des Eisens I, 366. Passivität desselben I, 370, 371. Theorie der Elektricität II, 850.

von **Marum.** Einfluss des umgebenden Mediums auf die Kraft der Kette I, 360.

Maschmann. Einfluss des Magnetismus auf den Silberbaum II, 538.

Masson. Spectrum des Lichtbogens I, 514. Extraströme II, 583. Spectrum des Funkens II, 742. M. u. **Breguet.** Einfluss von Metallhüllen auf den Verlauf der Extraströme II, 681. Spannung im Inductionskreise II, 725. Licht im Vacuo II, 747. Gleichzeitige Ströme im Vacuo II, 780.

Matteucci. Säure-Alkaliketten I, 38. Gemenge von Wasserstoff und Sauerstoff in der Gassäule I, 48. Polarisirte Platinbleche I, 49. Ströme in der Erde I, 80. Leitungsvermögen der Wismuthkrystalle I, 103; desgl. geschmolzener Metalle I, 106; desgl. der Elektrolyte I, 107. Elektrolytisches Gesetz I, 188; bewiesen bei benzoesaurem Zinkoxyd I, 190. Bleisuperoxydbildung I, 208. Elektrolyse von schwefelsaurem Strychnin und Brucin I, 212; von Antimonchlorür I, 224. Elektrische Endosmose N. 37. Anm. Uebergangswiderstand I, 300. Verhalten polarisirter Platinplatten in Chlor und Brom I, 303. Abgeleitete Ströme von Zwischenplatten der Säule I, 364. Unpolarisirbare Elektroden I, 369. Ströme zwischen ungleich heissen

Metallen I, 432; desgl. bei Quecksilber I, 433. Leitungsfähigkeit der Flamme I, 448. Ladung der Flamme I, 454. Ursache der Flammenströme I, 455; II, 843. Temperatur der Elektroden der Funken I, 498. Lichtbogen I, 505. Gewichtsverlust der Elektroden derselben I, 510. Magnetisirung von langen Eisenstäben durch kurze Spiralen II, 310. Einfluss der Torsion auf den temporären Magnetismus II, 376, 378; auf den permanenten Magnetismus II, 379. Inductionsströme in tordirten Magneten II, 384. Einfluss der Längenveränderung auf den Magnetismus II, 392. Töne beim Magnetisiren II, 409. Magnetismus des geschmolzenen Eisens II, 414. Magnetismus von Oxyden; magnetisches Verhalten von Eisenlösung in Olivenöl II, 434. Nachweis der diamagnetischen Polarität durch das Diamagnetometer II, 446. Abhängigkeit des Diamagnetismus von der magnetisirenden Kraft II, 459. Keine dauernde Polarität in Eisenchlorürlösung II, 466. Wechselwirkung diamagnetischer Theilchen II, 468. Diamagnetismus fein vertheilter Pulver II, 469; desgl. des Sauerstoffs II, 475; desgl. des erhitzten Wismuths II, 508. Magnetische Drehung der Polarisationsebene in gepressten Gläsern II, 532. Einfluss der Wärme II, 534. Axiale Induction II, 572. Magnetoinduction in rotirenden Scheiben II, 636. Verzögerung der Induction II, 637. Einfluss des Abstandes auf die Componenten des Rotationsmagnetismus II, 643. Rotation von Körpern zwischen den Polen rotirender Magnete II, 648. Einfluss der Vertheilung der Masse derselben II, 649. Verhalten von Krystallen hierbei II, 650. Dauer der Inductionsströme nach dem Oeffnen der inducirenden Spirale (mit Eisenkern) II, 667. Arbeit der elektromagnetischen Maschinen II, 833. Theorie der Kette II, 843.

Matthiessen A. (aus London). Alkali- und Erdmetalle in der Spannungsreihe I, 19. Widerstand der Metalle I, 100; des Kupfers I, 103. Einfluss der Wärme auf den Widerstand I, 104; desgl. mit von Bose N. 15. Leitung von Graphit und Holzkohle N. 12. Widerstand geschmolzener Metalle I, 106. N. 16. Elektrolytische Darstellung von Alkali- und Erdmetallen I, 200. Thermoelektromotorische Kräfte I, 412. Magnetismus von chemisch reinem Eisen II, 273. Widerstandseinheit II, 788. M. u. M. Holzmann. Widerstand von Legirungen N. 13. Einfluss der Härte N. 14.

Matthiessen (aus Altona). Magnetische Drehung der Polarisationsebene in verschiedenen Glassorten II, 527.

Maxwell. Theorie des Magnetismus N. 62.

Mayer. Bestätigung des Oersted'schen Versuches II, 82 Anm.

Meidinger. Widerstand von Metalloxyden und Wasserkies beim Erwärmen N. 12. Constante Elemente I, 151. Schwefelgehalt der Bunsen'schen Kohle N. 22. Bildung von Wasserstoffsuperoxyd bei der Wasserzersetzung I, 173. Ammoniumeisen N. 31.

Meissner u. Meyerstein. Spiegelboussole N. 51.

Melloni. Compensation der freiwilligen Ablenkung astatischer Systeme II, 198. Graduirung des Galvanometers II, 206.

van Melsen. Kette I, 144.

Meyerstein s. Meissner.

Michell. Doppelstrich II, 68, 69.

Michelotti s. Avogrado.

Miller s. Daniell.

Millon. Metallfällungen I, 261.

Mitchel. Geschwindigkeit des Stromes II, 876.

Mohr. Voltameter I, 196. Magnetisirung von Hufeisen II, 70. Multiplicator II, 192.

Moigno. Lichtbogen I, 512.

du Moncel. Säule I, 161. Hinkende Magnete II, 243. Tragkraft der Elektromagnete II, 352. Hohle Magnete N. 61. Inductionsfunken II, 731 bis 734, 736. Trennung der Lichthülle vom Funken II, 738. Einwirkung des Magnetes II, 739. Spectrum II, 744. Mechanische Wirkung der Funken II, 771.

van Mons. Bleibaum I, 259.

Morichini. Erregung von Magnetismus durch Licht II, 537.

Morren. Schichtung des elektrischen Lichtes II, 750. Spectrum desselben II, 756. Nachleuchten II, 758. Einfluss der Verdünnung der Gase auf die Intensität N. 69. Chemische Wirkung der Inductionsfunken II, 768. N. 72.

Morse. Abänderung der Groveschen Kette I, 153.

Moser. Säure-Alkalikette I, 27. Vergleichung der Magnetisirungsmethoden II, 73. Freiwillige Ablenkung des astatischen Systems II, 196. Succedirender Strom II, 582, 583. Radiale und verticale Componente des Rotationsmagnetismus II, 644. Dämpfung der Schwingungen einer Magnetnadel II, 656.

Ströme beim Amalgamiren II, 943, s. Dulk u. Riess.
Moss. Galvanisches Tönen N. 49.
Mousson. Leitung durch Quecksilber I, 85. Methode der Widerstandsbestimmung I, 90. Einfluss der Cohäsion auf den Widerstand I, 103; desgl. der Wärme I, 104. Passivität des Eisens I, 370. Thermoelektrisches Verhalten bei ungleichem Wärmeabfall; bei verschiedener Strahlung I, 462. Leitungsvermögen des magnetisirten Stahls II, 406. Beziehung des Magnetismus zur Capillarität II, 539.
Müller (in Freiburg). Widerstand der Metalle I, 100. Abänderung der Poggendorff'schen Wippe I, 306. Galvanisches Glühen von Dräthen I, 473. Maximum des temporären Magnetismus II, 269, 270. Moment verschiedener Eisensorten II, 273. Moment verschieden dicker Eisenstäbe II, 293. Anziehung der Pole der Hufeisenmagnete II, 350. Tragkraft derselben II, 354. Einfluss der Magnetisirungsspirale II, 357. Einfluss der Länge der Schenkel II, 362. Verhalten von Gemengen magnetischer und diamagnetischer Körper II, 463. Apparat zur magnetischen Drehung der Polarisationsebene II, 520. Theorie der Kette II, 849.
Müller (in Halle, später in Wesel). Quecksilberagometer N. 8. Einfluss der Wärme auf den Widerstand der Metalle I, 104.
Münnich. Amalgamirtes Eisen in der Kette I, 146.
Mullins. Salpetersaures Ammoniak in der Kette I, 159.
Munk. Elektricitätserregung beim Contact I, 6. Spannungsreihe I, 13. Volta'sche Säule I, 26. Lackschichten in der trocknen Säule I, 30. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen I, 387. Umkehrung der Stromesrichtung I, 394.
Munke. Thermosäule I, 424. Magnetisches Moment von Eisendrathbündeln II, 295. Magnetische Curven II, 374. Transversale Einstellung magnetischer Körper II, 430.
Musschenbroek. Anziehung gleichnamiger Magnetpole II, 280.

N.

Napoleon (Prinz, jetzt Kaiser). Kette I, 152.
Neef. Funken I, 497. Temperatur der Elektroden derselben I, 498. Schwimmende Ströme II, 47. Magnetelektromotor II, 586.
dal Negro. Magnetisirung von Eisenkernen durch Eisendrathspiralen II, 267. Einfluss der Berührungsfläche auf die Ankeranziehung II, 343. Tragkraft der Elektromagnete; Einfluss der magnetisirenden Kraft II, 353; desgl. der Lage der Magnetisirungsspirale II, 357; desgl. der Gestalt des Querschnitts II, 361; desgl. der Länge der Schenkel II, 362, des Abstandes derselben II, 363. Magnetoinduction II, 553. Extraströme II, 582. Oeffnungsfunken II, 585. Magnetelektrisirmaschine II, 704.
Nervander. Tangentenboussolen II, 178, 192.
Neumann. Rheochord I, 82. Methode zur Bestimmung der elektromotorischen Kraft, der Polarisation und des Uebergangswiderstandes I, 316 bis 318. Vergleichung der elektromotorischen Kraft der Thermo- und Hydroketten I, 414. Elektrodynamische Wirkung geschlossener Ströme II, 32, 33; desgl. der Elemente derselben II, 608 Anm.; desgl. der Solenoide II, 34 bis 36; desgl. conaxialer Kreisströme auf eine Magnetnadel II, 148. Messung der Intensität nach absolutem Maass II, 224. Magnetismus von Rotationsellipsoiden II, 239. Raum mit constanter magnetischer Kraft II, 252. Induction bei Umkehrung der elektrodynamischen Rotationen II, 566. Gesetze der Induction in linearen Leitern II, 597 bis 611. Berechnung der Induction durch die Erde II, 612; desgl. in einem geschlossenen Drathkreise durch einen Magnet II, 613; desgl. der unipolaren Induction II, 614.
Neumann (C. Sohn). Theorie der magnetischen Drehung der Polarisationsebene II, 536.
Nicholson. Volta'sche Säule I, 26. Funken I, 494. N. u. Carlisle. Wasserzersetzung I, 169. Säure- und Alkalibildung bei derselben I, 180.
Nickles. Verhalten gebrauchter Zinkcylinder in Säure I, 149. Passivität von Nickel und Kobalt I, 384. Nomenclatur der Magnete II, 246. Verschiedene Formen derselben II, 247. Paracirculäre Magnete II, 248. Verhalten hohler Eisenmagnete II, 299. Tragkraft der Elektromagnete; Einfluss der Berührungsfläche II, 344. Einfluss angelegter Eisenmassen II, 345. Anziehung der getrennten und verbundenen Pole derselben II, 350. Einfluss der Länge der Schenkel auf die Tragkraft II, 362; desgl. des Abstandes derselben II, 363. Tragkraft von Radmagneten II, 366; von Dreizackmagneten II, 367. Mag-

netische Reibung II, 370. Magnetische Figuren II, 371.

Nobili. Ketten aus drei Flüssigkeiten I, 35. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode I, 186, 221. Farbenringe I, 265, 269. Thermosäule I, 424. Thermoströme zwischen Metallen und Flüssigkeiten I, 440; zwischen ungleich heissen Flüssigkeiten I, 445. Freiwillige Ablenkung astatischer Nadeln II, 196. II, 196. Graduirung des Galvanometers II, 206. Permanenter Magnetismus hohler und massiver Stahlmagnete II, 321. Unipolare Induction II, 573. Elektroinduction in rotirenden Scheiben und Kugeln II, 629 bis 631. Verzögerung der Induction II, 636. N. u. Antinori. Magnetoinduction II, 549. N. u. Bacelli. Rotationsmagnetismus II, 642.

Noerremberg. Federklemmen I, 146.

Nollet u. Gaiffe. Magnetelektrisirmaschine II, 708.

O.

Odling. Metallfällungen I, 254.

Oersted. Ketten I, 144. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen I, 387. Thermosäule I, 420. Chemische Wirkungen der Thermoströme I, 422. Ablenkung der Magnetnadel durch den Strom II, 82. Keine Circularpolarität der Stromesleiter II, 84. Verhalten von Wismuth zu den Magnetpolen II, 432.

Offershaus. Deflagrator I, 144.

Ohm. Gesetz I, 53 bis 61. Abhängigkeit des Widerstandes von den Dimensionen I, 56, 57. Freie Spannung in der geschlossenen Kette I, 62 bis 64. Verzweigte Ströme I, 69. Widerstand der Metalle I, 100; desgl. der Elektrolyte; Einfluss der Wärme I, 107. Methode zur Bestimmung der elektromotorischen Kraft I, 122. Unipolare Leitung I, 295, 296. Uebergangswiderstand und Polarisation I, 308, 311. Wogen der Kraft der Kette I, 358. Umkehrung der Stromesrichtung I, 392. Wärmewirkungen des Stromes I, 466. Strombildung II, 855, 856. O. u. Leykauf. Passivität I, 383.

Osann. Kette I, 148. Activer Wasserstoff I, 176. Ladungssäule I, 299. Funken I, 497.

P.

Paalzow. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode I, 185. Oscillationen einander berührender Elektroden I, 516. Alternirende Ströme II, 773.

Pacchiani. Säure- und Alkalibildung bei der Wasserzersetzung I, 180.

Page. Oscillationen der Elektroden am Lichtbogen I, 517. Töne beim Magnetisiren II, 409. Zeit zum Entstehen und Verschwinden der Magnetisirung II, 685. Magnetelektrisirmaschine II, 707, 708. Inductionsfunken am Magnet II, 720, 771.

Palmieri. Theorie der Kette; Elektricität II, 850. P. u. Santi Linari. Funken bei der Erdinduction II, 581.

Parrot. Trockne Säule I, 30. Einfluss des Lüftens auf die Kraft der Säule I, 360. Magnetisirung von Eisenröhren durch innere Spiralen II, 298. Chemische Theorie II, 839.

Paterson. Platinirtes Eisen in der Kette I, 146.

Péclet. Elektricitätserregung zwischen Metallen und Flüssigkeiten I, 5. Fundamentalversuche I, 8, 11, 12. Spannungsreihe I, 13. Compensation der freiwilligen Ablenkung astatischer Systeme II, 198.

Peltier. Magnetische Wirkungen des Stromes der trocknen Säule I, 28. Gold, Silber, Kupfer in der Gassäule I, 49. Ströme zwischen heissem und kaltem Quecksilber I, 433. Wärmeverhältnisse an der Löthstelle I, 487. Einfluss des Stromes auf die Cohäsion I, 518. Theorie der Kette II, 849.

Perrot. Elektrolyse von Kupfersalzen N. 28. Lichthülle des Funkens II, 737, 738. Wärmewirkungen desselben II, 764. Chemische Wirkungen II, 767.

Petrina. Gleichzeitige Ströme in demselben Leiter I, 75. Zersetzungswiderstand I, 319. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen I, 387. Graduirung des Galvanometers II, 207. Magnetisirung hohler Eisenröhren durch eingelegte Spiralen II, 298. Magnetelektrisirmaschine II, 704, 709.

Petruschefsky. Elektromotorische Kraft der Hydrosäulen I, 137. Aenderung derselben mit der Zeit I, 163.

Pfaff. Elektricitätserregung beim Contact von Metallen und Flüssigkeiten I, 5. Fundamentalversuche I, 8 u. flgd. Spannungsreihe der Metalle I, 13; desgl. der Legirungen in Flüssigkeiten I, 19. Theorie der trocknen Säule I, 30. Widerstand des erhitzten Glases I, 99. Säure- und Alkalibildung bei der Wasserzersetzung I, 180. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode I, 186. Theorie der Wasserzersetzung I, 270. Unipolare Leitung I, 295. Abgeleitete Ströme von Zwischenplatten der Säule

I, 364. Umkehrungen der Stromesrichtung I, 395. Funken I, 494. Tragkraft hohler und massiver Elektromagnete I, 342. Einfluss der Berührungsfläche II, 343. Contacttheorie II, 841, 844.

Phillipps R. Magnetische Wirkungen der Inductionsströme II, 676.

Pictet s. de la Rive.

Pierre. Theorie der Tangentenboussole II, 149.

Pinaud. Schwimmende Ströme II, 47.

Pixii. Magnetelektrisirmaschine II, 704.

Place. Kupferniederschlag in den Thonzellen I, 149.

Plana. Elektrodynamische Wirkung geschlossener Ströme II, 36. Magnetismus hohler Kugeln II, 241.

Planté. Elektrolyse von Schwefelsäure mit Kupferelektroden N. 48. Polarisation durch Superoxyde N. 40.

Playfair. Magnetische Figuren II, 373.

Plücker. Magnetismus des Ellipsoides II, 238. Maximum des temporären Momentes in Eisen und Stahl II, 278, 283. Verstärkung der diamagnetischen Einstellung II, 429. Diamagnetismus von Flüssigkeiten II, 413; von Blut, Milch, Blutlaugensalz II, 434; von Gasen II, 435, 436. Einfluss des Mediums II, 438. Diamagnetisches und magnetisches Maximum II, 462. Diamagnetisches Verhalten von Gemengen II, 463, 465. Permanente diamagnetische Polarität II, 466. Keine Wechselwirkung zwischen diamagnetischen Theilchen II, 467. Quantitative Bestimmungen über Diamagnetismus II, 470; bei Gasen II, 470. Dauernde Polarität des Sauerstoffs II, 472. Magnetische Einstellung der Krystalle II, 477 bis 482; des schnell gekühlten Glases II, 483 (mit **Beer**) der Krystalle mit drei ungleichen Axen II, 486 bis 490. Theorie der Einstellung 492, 497, 498. Experimentelle Bestätigung der Theorie II, 499. Einfluss des Magnetismus auf Krystallbildung II, 507. Einfluss der Wärme auf den Magnetismus und Diamagnetismus II, 508. Diamagnetismus der Flamme II, 512. Unipolare Induction II, 573. Bewegung von Eisenfeilen über einem rotirenden Magnet II, 684. Zeit zur Umkehrung der magnetischen Polarität II, 685. Wirkung des Magnetes auf die Lichthülle II, 739. Entladung im Vacuo, Zerfallen der negativen Elektrode II, 747. Elektrisches Licht. Spectrum II, 755, 756, 757. Einwirkung des Magnetes II, 759 bis 762; desgl. auf alternirende Ströme II, 779. N. 73.

P. M. Abfallen des Ankers der Elektromagnete bei Umkehrung des magnetisirenden Stromes II, 688.

Poenitz. Magnetisirung beim Ablöschen II, 71.

Poggendorff. Spannungsreihe I, 19. Ketten aus 1 Metall, 2 oder 3 Flüssigkeiten I, 38. Platinirtes Platin I, 47. Anm. Elektromotorische Kraft der Gaskette I, 50. Wirksamste Combination von *n* Ketten I, 61. Verzweigte Ströme I, 69, 73. Rückstrom I, 74. Richtung des Stromes in Nebenschliessungen zwischen den Elementen der Säule I, 76. Strom zwischen concentrischen Elektroden I, 77. Rheochord I, 82. Widerstand des Aluminiums I, 100. Methode zur Bestimmung elektromotorischer Kräfte I, 124. Elektromotorische Kräfte I, 128, 129. Einfluss des Erwärmens auf dieselben I, 141. Verminderung der Polarisation in der einfachen Kette I, 146. Chromsäurekette I, 147. Grove'sche Kette I, 153. Elektromotorische Kraft der Callan'schen und Grove'schen Kette I, 154; desgl. der Chromsäurekette I, 158. Klemmschrauben I, 164. Inversor I, 167. Wasserzersetzungsapparat I, 169. Bleielektroden bei der Elektrolyse von verdünnter Schwefelsäure I, 182. Zerfallen von Platinelektroden I, 184. Keine metallische Leitung in den Elektrolyten I, 193. Silbervoltameter I, 196. Färbung des Wismuths. Schwarzes Silber I, 208. Eisensäure I, 217. Kupferhydrür I, 233. Elektrolyse in der Gassäule I, 264. Uebergangswiderstand zwischen Metallen I, 294. Wippe I, 306. Apparat für successive Polarisation I, 308. Uebergangswiderstand I, 312. Polarisation; Einfluss der Stromesdichtigkeit 320. Methode zur Bestimmung der Polarisation I, 324. Numerische Daten I, 325, 326. Polarisation von blankem und platinirtem Platin I, 331, 332; von verschiedenen Metallen I, 336, 337; in verschiedenen Lösungen I, 339. Zahl der zur Wasserzersetzung nöthigen Elemente I, 333. Polarisation. Einfluss des Druckes I, 346; der Temperatur I, 348, 349. Die Polarisation subtrahirt sich von der elektromotorischen Kraft I, 356. Wirkung entgegengerichteter Ströme auf die elektromotorische Kraft der Kette I, 361. Umkehrungen der Stromesrichtung I, 395. Ströme beim Schütteln der Elektroden I, 399. Thermoelemente

aus Eisen und Neusilber I, 423. Galvanisches Glühen; Einfluss des umgebenden Mediums I, 476. Galvanisches Thermometer I, 470. Gesetz der Wärmemenge im Schliessungskreise I, 483. Abweichungen davon I, 486. Chemische Wirkung der Funken I, 494. Abstossung aufeinander folgender Stromestheile II, 7. Transversale Polarität der Leiter II, 84. Rotation von Quecksilber und Flüssigkeiten durch den Magnet II, 114. Umkehrungen der Rotationsrichtung dabei II, 116. Unterschied einer Spirale und eines hohlen Magnetes II, 144. Spiegelablesung II, 164, 165. Sinusboussole II, 187. Multiplicator II, 191. Einfluss der temporären Magnetisirung auf die Magnetnadeln der Galvanometer II, 204. Graduirung der Galvanometer II, 208. Widerstandsbestimmung mit demselben II, 211. Doppelsinnige Ablenkung astatischer Systeme II, 210. Logemans Magnet II, 273. Anziehung gleichnamiger Magnetpole II, 280. Rotiren von Magnetnadeln vor einem rotirenden Magnet II, 280. Elektromagnetisches Verhalten von Eisenkernen in Eisenröhren II, 297. Magnetische Leitungsfähigkeit II, 312. Vertheilung des Magnetismus in einem Anker eines Elektromagnetes II, 328. Temporärer, remanenter und permanenter Magnetismus von Hufeisenelektromagneten II, 352. Tragkräfte derselben II, 354. Einfluss der Härte II, 358. Diamagnetismus von Niob und Tantal II, 434. Diamagnetische Polarität II, 439, 440. Hammerapparat II, 545. Wärmeentwickelung in Metallmassen, die zwischen Magnetpolen rotiren II, 657. Funken des Wagner'schen Hammers im Vacuo II, 697. Magnetelektrisirmaschine II, 704, 705. Inductorium II, 716 bis 723. Verbindung mehrerer Inductorien II, 723. Inductionsfunken II, 728, 730. Chemische Wirkung derselben II, 736. Wärme derselben II, 764. Erwärmung der Elektroden II, 765. Töne durch Inductionsfunken II, 772. Alternirende Ströme II, 776, 778. Gleichzeitige Ströme im Vacuo II, 780. Wärmewirkungen des Stromes II, 817. Chemische Wirkungen in der Kette II, 819. Arbeit beim Magnetisiren II, 828. Contacttheorie II, 845.

Pohl. Gyrotrop I, 166. Abgeleitete Ströme von den Zwischenplatten der Säule I, 364. Bewegung eines ostwestlichen Leiters durch die Erde II, 49. Circularpolarität der Leiter II, 84. Rotation der Leiter durch den Erdmagnetismus II, 122, 123. Magnetoinduction II, 549. Elektroinduction in rotirenden Scheiben II, 632. Radiale Componente des Rotationsmagnetismus II, 639. Inductorium II, 715. Chemische Theorie II, 846. Anm.

Poisson. Theorie der magnetischen Fluida und Coercitivkraft II, 60. Theorie des Magnetismus II, 226 bis 235. Magnetismus von massiven und hohlen Kugeln II, 236; von Ellipsoiden II, 238. Ungleiche magnetische Induction der Krystalle in verschiedenen Richtungen II, 494.

Pontin s. Berzelius.

Porret. Elektrische Endosmose I, 243.

Pouillet. Spannungsreihen I, 19. Ohmsches Gesetz I, 59, 420. Verzweigte Ströme I, 69. Widerstandsbestimmung I, 89. Widerstand der Metalle I, 100. Einfluss der Cohäsion auf denselben I, 103. Widerstand der Lösungen I, 108. Verdünnung der Lösungen an der negativen Elektrode I, 228. Theorie der Elektrolyse I, 272. Vergleichung der thermo- und hydroelektromotorischen Kräfte I, 414. Thermoelement I, 420. Galvanopyrometer I, 422. Ladung der Wasserstoffflamme und glühender Kohlen I, 454. Tangentenboussole II, 178. Sinusboussole II, 187. Messung der Zeitdauer von Strömen II, 212. Einfluss hoher Temperaturen auf den Magnetismus II, 414. Magnetische Drehung der Polarisationsebene II, 516.

Prechtl. Freie Spannung in der geschlossenen Säule I, 62. Unipolare Leitung I, 295. Moment an einzelnen Stellen der Magnete II, 316.

Prevost und Colladon. Rotationsmagnetismus II, 641, 642.

Prideaux. Ströme zwischen ungleich heissen Metallen I, 432.

Priestley. Schwarzes Silber I, 208. Oxydation des Zinks an der Luft I, 252.

de la Provostaye und Desains. Entgegengerichtete Ströme in demselben Leiter I, 75. Drehung der Polarisationsebene der strahlenden Wärme II, 535.

Pulvermacher. Kette I, 32.

Q.

Quet. Magnetismus der Flüssigkeiten II, 430. Lichtbogen zwischen Metallen und Flüssigkeiten I, 515. Zeit zum Verschwinden des Magnetismus II, 685. — Quet und Seguin. Schichtung von Kohlenpulver durch Funken II, 731, 771. Schichtung des elektrischen

Lichtes II, 748, 749, 751. N. 68. Chemische Wirkungen der Inductionsfunken II, 769, 770. Alternirende Ströme II, 779.
Quetelet. Verhalten von Stahlstäben beim Streichen mit Magneten II, 282.
Quincke. Elektromotorische Kraft zwischen Wasser und Braunstein N. 38. Durchgang des Stromes durch eine Ebene I, 78. Fortführung von Flüssigkeiten ohne Anwendung poröser Diaphragmen und von Pulvern durch den Strom N. 37, 38. Ströme durch Capillarität I, 524. Diaphragmenströme I, 525 bis 527.
von Quintus Icilius. Diamagnetometer II, 445. Gesetz der Temperaturänderungen an der Löthstelle I, 490. Aenderung des Widerstandes von Dräthen durch hindurchgeleitete Ströme I, 519. Diamagnetische Polarität II, 445. Widerlegung von Feilitzsch's Theorie des Diamagnetismus II, 453. Einfluss des Magnetismus auf Krystallbildung II, 507. Erwärmung der Leitung II, 808.

R.

Radford. Elektromagnet II, 241.
Rainey. Anziehung der Magnete und Elektromagnete II, 360.
Raschig. Keine transversale Polarität der Leiter II, 84.
van Rees. Magnetismus der einzelnen Stellen eines Stabes II, 257. Beziehung zwischen Moment und freiem Magnetismus II, 260, 324, 325. Vertheilung des Momentes in Elektromagneten II, 301; in Stahlstäben II, 316; in einem als Anker dienenden Eisenstab II, 326. Diamagnetische Polarität II, 450. Faraday's Theorie der Induction II, 624.
Regnauld J. Methode zur Bestimmung der elektromotorischen Kraft I, 123. Elektromotorische Kräfte I, 136; N. 19; desgleichen der Amalgame II, 816. Unpolarisirbare Elektroden I, 369. Thermosäule I, 123, 420.
Regnault V. Thermoelektrische Kraft bei verschiedenen Temperaturen I, 416.
Reich. Verhalten magnetischer Körper vor zwei ungleichnamigen Polen II, 439. Abhängigkeit des Diamagnetismus von der magnetischen Kraft II, 458.
Reil. Erklärung der galvanischen Versuche I, 18.
Reinhold. Schützung des Kupfers gegen Oxydation durch Zink I, 252. Vertheilungstheorie II, 837.
Reiset. Kohlencylinder I, 155.
Reitlinger. Galvanisches Tönen N. 49. Schichtung des elektrischen Lichtes II, 650.
Remak. Daniell'sche Kette N. 21.
Rendu. Chemische Wirkung des Magnetismus II, 538.
Renoux und Salleron. Kette N. 22.
Reusch. Gyrotrop I, 166.
Reuss. Elektrische Endosmose I, 243. Fortführung von Pulvern durch den Strom N. 38.
Riche. Elektrolyse von Brom- und Jodwasser I, 181.
Ridolfi. Stromverzweigung in Körpern I, 79.
Riemann. Farbenringe I, 267.
Riess. Trockne Säule I, 28, 30. Widerstand der Metalle I, 100. Ladung brennender Kohlencylinder I, 454. Funken I, 497. Hammerapparat II, 545. R. und Moser. Magnetismus der Stahlnadeln bei Temperaturänderungen II, 418. Erregung von Magnetismus durch Licht II, 537. Condensator II, 721. Funkenwirkungen II, 728. Pausen II, 730. Dunkle Entladung II, 747. Elektrisches Licht, Schichtung II, 750. Nachleuchten II, 758. Magnetisches Verhalten II, 760. Elektroskopisches Verhalten II, 763. Temperatur der Elektroden II, 766. Ventilei II, 774. Erdleitung II, 869.
Riffault. Trockne Säule I, 27.
Rijke. Hammerapparat II, 545. Intensität der Extraströme II, 590. Elektrodynamische Wirkung der Inductionsströme II, 671. Einfluss von Metallhüllen II, 672. Interruptor des Inductoriums II, 719, 720. Unterbrechung in der Flamme N. 65. Inductionsfunken II, 735. Funken an Magneten II, 771.
Ritchie W. Elektrodynamischer Rotationsapparat II, 14. Rotation eines Leiters um einen Magnet II, 109; von Elektrolyten um einen Magnet II, 114. Elektromagnetischer Rotationsapparat II, 134. Abwechselnd gerichtete Magnetisirung von Stahl II, 276. Tragkraft von Hufeisenelektromagneten; Einfluss der Lage der Magnetisirungsspirale II, 357; desgl. der Härte des Eisens II, 358; desgl. des Abstandes des Ankers (auch bei Stahlmagneten) II, 360; desgl. der Länge der Schenkel (auf den remanenten Magnetismus) II, 362. Gesetz der elektrodynamischen Induction II, 548. Magnetelektrisirmaschine II, 704. Inductorium II, 715.

Ritchie, E. S. Inductorium II, 716.

Ritter. Galvanische Zuckung I, 18. Spannungsreihe I, 19. Bezeichnung der Pole der Säule I, 24. Freie Spannung an denselben I, 25. Kupferplatten und Magnete in der Kette I, 26. Freie Spannung in der geschlossenen Säule I, 62. Elektrolytische Bildung von Silbersuperoxyd I, 182, 208; von Tellurwasserstoff I, 183; von schwarzem Silber I, 208; Oxydation von Zink an der Luft I, 252. Theorie der Elektrolyse des Wassers I, 270. Polarisation, Ladungssäule I, 299, 301. Wirkungsabnahme der Säule I, 355. Wogen der Kraft derselben I, 358. Thermoströme zwischen ungleich heissen Metallen I, 431. Russdendriten I, 456. Funkenbildung I, 494. Temperatur der Elektroden der Funken I, 498. Positive und negative Funken I, 499. Rosten des Eisens an Magnetpolen II, 538. Elektromotorisches Verhalten der Magnete II, 541. Chemische Theorie II, 838.

de la Rive G. Schwimmende Ströme II, 47. Einfluss der Erde auf die Ströme II, 48. Schwimmendes Solenoid II, 95.

de la Rive A. Elektricitätserregung beim Contact von Metallen und Flüssigkeiten I, 7. Fundamentalversuche I, 12. Spannungsreihe I, 19. Ketten aus 1 Metall und 2 Flüssigkeiten I, 39. Rückstrom I, 74. Maximum des Widerstandes bei Schwefelsäure I, 107. Ketten mit Bleisuperoxyd u. s. f. I, 147. Zersetzung durch abwechselnd gerichtete Ströme I, 177, 178. Zerfallen der Platinelektroden I, 184. Metallische Leitung in Elektrolyten I, 192, 194. Elektrolyse von Bromjod I, 206. Verhalten von chemisch reinem Zink I, 249, 253. Theorie der Elektrolyse I, 272; desgl. der Ladung der Ionen I, 277. Uebergangswiderstand zwischen Metallen I, 294; desgl. zwischen Metallen und Elektrolyten I, 300. Einfluss von Chlor und Brom bei der Polarisation der Elektroden I, 334. Zwischenbogen I, 338. Gesammtintensität abwechselnd gerichteter Ströme in einem Voltameter I, 344. Polarisation. Einfluss des Druckes I, 346; des Erwärmens der einzelnen Elektroden I, 351. Einfluss des Luftdrucks auf die Kraft der einfachen Kette I, 359. Wirkung des Sauerstoffs auf dieselbe I, 360. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen I, 389. Umkehrung der Stromesrichtung I, 395. Messung der Stromintensität durch Wärmeentwickelung I, 472. Galvanisches Glühen. Einfluss des umgebenden Mediums I, 475. Erwärmung der Flüssigkeiten I, 478. Erwärmung im ganzen Schliessungskreise I, 483. Lichtbogen. Länge I, 503. Natur desselben I, 504. Ueberführung von Materie durch denselben I, 506. Einfluss der Natur beider Elektroden I, 507, 509. Intensität des Stromes beim Aufhören desselben I, 508. Ungleiche Erwärmung seiner Elektroden I, 510. Krümmung von Metallplatten durch den Strom I, 521. Einfluss der Erde auf die Ströme II, 48. Rotation von Flüssigkeiten in hohlen Magneten II, 117; desgleichen durch Elektromagnete II, 119. Magnetische Rotation des Lichtbogens II, 137, 138. Bewegung eines schwimmenden Stromes durch den Magnet II, 145. Anziehung dünner Eisenplatten durch Elektromagnete II, 346. Einfluss des Magnetisirens auf thermische Leitungsfähigkeit II, 405. Töne in Dräthen beim Durchleiten des Stromes II, 411; desgl. in Metallstangen zwischen abwechselnd erregten Magnetpolen II, 412; desgleichen in Spiralen beim Hindurchleiten discontinuirlicher Ströme II, 412. Theorie des Diamagnetismus II, 455. Einfluss der Inductionsströme auf Wasserzersetzung II, 588. Magnetische Rotation der Funken II, 740. Chemische Theorie II, 840. de la Rive und Pictet. Bestätigung des Oersted'schen Versuches II, 82; s. auch Ampère.

Roberts. Elemente I, 146. Elektromagnet II, 246.

Robida. Theorie der Elektricität II, 858.

Robinson. Magnetische Figuren II, 373.

Robinson (T. R.). Einfluss der Wärme auf die Polarisation I, 348. Erwärmung des Schliessungskreises I, 471. Schichtung des elektrischen Lichtes II, 751. Alternirende Ströme II, 773, 775.

Robison. Magnetisirung beim Ablöschen II, 71. Einfluss der Oberfläche beim Magnetisiren durch Streichen II, 72.

Roget. Oscillirende Spirale II, 3. Einstellung von Magnetnadeln durch den Strom II, 91. Magnetische Figuren II, 373.

Rollmann. Thermoelektrisches Verhalten der Legirungen I, 409. Thermosäule I, 420. Bewegung des Treve-

lyaninstrumentes durch den Strom I, 517.
Romershausen. Glockenmagnet II, 247.
Rose. Metallfällungen I, 258.
Rothlauf. Vertheilung des magnetischen Momentes N. 58.
Ruhland. Schwarzes Silber I, 208.
Ruhmkorff. Gyrotrop I, 166. Compensation der freiwilligen Ablenkung astatischer Systeme II, 198. Elektromagnet II, 245. Apparat zur magnetischen Drehung der Polarisationsebene II, 517. Inductorium II, 721.
Runge. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode I, 185.

S.

Saigey. Sideroskop II, 427. Dämpfung der Schwingungen einer Magnetnadel II, 656.
Salleron s. Renoux.
Savart s. Biot.
Savary. Elektrodynamische Rotation II, 9. Magnetisirung von Stahlnadeln. Einfluss der Inductionsströme II, 676.
Saweljew. Ströme zwischen ungleich grossen Elektroden I, 77. Zeit zum Vergehen der Polarisation I, 343. Intensität abwechselnd gerichteter Ströme im Voltameter I, 344. S. Lenz.
Saxton. Magnetelektrisirmaschine II, 704.
Schellbach. Vermeidung der freiwilligen Ablenkung astatischer Systeme II, 198.
Schering. Vergleichung der Inductionstheorieen von Neumann und Weber II, 620.
Schimming. Volta'sche Säule I, 26.
Schmidt G. G. Ablenkung von Magnetnadeln durch den Strom II, 82, 85 Anmerk.; desgl. durch ein Stromelement II, 88.
Schmidt L. Spannung zwischen Flüssigkeiten N. 2.
Schmidt W. Widerstand der Kochsalz- und Salpeterlösungen I, 113. Polarisation der Elektroden in denselben bei verschiedenen Temperaturen I, 352.
Schoenbein. Superoxyde in der Spannungsreihe I, 19. Ozon, Chlor und Brom in der Gaskette I, 48. Mit Gas beladene Platinplatten I, 49. Kohlenzinkkette I, 155. Eisenelemente I, 157. Eisen-Eisenkette I, 160. Ozonbildung bei der Wasserzersetzung I, 173, 175. Elektrolyse von Salpetersäure I, 219. Theorie der Elektrolyse I, 286. Activer Sauerstoff bei der Polarisation I, 302. Platinschwamm und Drath als Elektroden bei der Wasserzersetzung I, 331. Einfluss oxydirender Stoffe auf dieselbe I, 334. Polarisation durch momentane Ströme I, 341. Polarisation nach dem Oeffnen der polarisirten Kette I, 345. Passivität des Eisens 370 bis 379. Passivität von Platineisen I, 384; von Zinn und Wismuth I, 385. Chemische Theorie II, 846 bis 848.
Schrader. Elektricitätserregung zwischen geschmolzenen Stoffen und Metallen I, 20.
Schroeder. Ströme beim ungleichzeitigen Eintauchen I, 387; beim Herausheben und Wiedereinsenken I, 390; beim Schütteln der Elektroden I, 399.
Schroeder van der Kolk. Methode zur Widerstandsbestimmung N. 10. Widerstand des Quecksilbers N. 15.
Schweigger. Elektricität beim Contact von geschmolzenen Salzen mit Metallen I, 20. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode I, 186, 221. Oersted's Versuch II, 82 Anmerk. Rotation von Elektrolyten durch den Magnet II, 114. Multiplicator II, 191. Einfluss des Magnetismus auf Metallvegetation II, 538.
Schweigger-Seidel. Passivität des Eisens I, 374.
Scoresby. Gesetz der Anziehung zweier Magnete II, 78. Erschütterungen befördern die Magnetisirung des Eisens durch die Erde II, 375. Einfluss des Glühens auf den temporären Magnetismus II, 414, s. Joule.
Secchi. Daniell'sche Kette I, 149.
Seebeck. Spannungsreihe I, 13. Alkalimetalle und Ammoniumamalgam I, 211. Thermoströme I, 405. Thermoelektrische Reihe I, 406. Einfluss der Unreinheit der Metalle I, 407. Stellung der Legirungen I, 408. Einfluss der Temperatur und Umkehrungen I, 417, 418. Einfluss der Härte I, 426. Thermoströme in demselben Metall I, 430. Einstellung einer Nadel durch zwei parallele Ströme II, 92. Temporäre Magnetisirung in glühenden, sich abkühlenden Eisenstäben II, 414. Transversalmagnetische Körper II, 430, 431. Dämpfung der Schwingungen von Magnetnadeln II, 653, 654.
Seguin s. Quet.
Serullas. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode I, 186.
Siemens. Ströme im geöffneten Schliessungskreise I, 67. Leitung des unreinen Quecksilbers N. 13; des reinen Quecksilbers bei verschiedenen Temperaturen N. 15; der Metalle beim

Schmelzen N. 16; verschieden harter Metalle N. 14. Selbstthätige Wippe I, 305. Widerstandseinheit II, 787. S. und Halske. Constante Kette I, 151. Kohlenzinkelemente I, 155. Sinustangentenboussole II, 188. Hammerapparat II, 545. Magnetelektrisirmaschine II, 708. Ozonapparat II, 768.

Sillimann. Kette I, 161. Ueberführung von Materie durch den Lichtbogen I, 506.

Simon. Einfluss des Druckes auf die Wasserzersetzung I, 171. Säure- und Alkalibildung bei derselben I, 180. Elektrolyse von concentrirter Schwefelsäure I, 218. Funken I, 494.

Sinsteden. Polarisation durch Superoxyde N. 40. Magnetisirung von Hufeisen II, 70. Verstärkung der Tragkraft von Stahlmagneten. Einfluss des Ankers auf den Magnetismus II, 350. Hammerapparat II, 545. Zeit zur Anziehung des Ankers II, 685. Magnetelektrisirmaschine II, 704, 707, 709, 711, 719. Inductorium II, 716, 718, 721. Spannung an den Enden der Inductionsrollen II, 726, 727. Inductionsfunken II, 734. Temperatur ihrer Elektroden II, 765. Ladung der Batterie durch Inductionsströme II, 777.

Smaasen. Stromverzweigung in Ebenen und Körpern I, 79. Widerstand der Erde I, 80.

Smee. Kette I, 146. Elektrolyse von Kaliumeisencyanür I, 225; von Kupfervitriol in verticalen Röhren I, 236. Wasserstoffentwickelung bei derselben I, 282. Elektrolyse in der Gassäule I, 264.

Solly. Leitung des Jods I, 97.

Sommerville. Erregung von Magnetismus durch Licht II, 537.

Soret. Ozonbildung bei der Wasserzersetzung I, 173. Elektrolytisches Gesetz I, 191. Polarisation durch Reibungselektricität I, 191. Wärmewirkung der Inductionsströme II, 829, 831.

Spencer, Tabacksblei in der Daniell'schen Kette I, 152.

Spiller. Theorie der Elektricität II, 850.

Staehelin. Bifilarsuspension II, 214.

Stammer. Elektrolytisches Eisen N. 31.

Sternberg. Volta'sche Säule I, 26.

Stoehrer. Kohlenzinkelement I, 155. Magnetelektrisirmaschine II, 705. 709. Inductorium II, 715.

Stokes. Jonen des Quecksilbers als Elektrode N. 36.

Strache. Kette N. 21.

Strehlke. Inductionsfunken II, 549.

Sturgeon. Amalgamirtes Zink in der Kette I, 145. Elemente I, 146. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen I, 387; beim Schütteln I, 399. Thermoströme in demselben Metall I, 430. Statif zu den elektrodynamischen Versuchen II, 2. Hufeisenelektromagnete II, 64. Rotation eines Leiters um einen Elektromagnet II, 109, 111; desgl. eines Elektromagnetes um sich selbst II, 132. Residuum von Magnetismus II, 350. Oscillationen von Eisenscheiben zwischen Magnetpolen II, 652. St. und Bachoffner. Wirkung von Eisendrathbündeln auf die Entstehung von Extraströmen II, 687.

Sullivan. Ströme beim Schwingen von Metallstäben I, 439.

Sulzer. Galvanischer Geschmack I, 18.

Svanberg. Widerstandsbestimmung I, 90. Elektromotorische Kräfte; Einfluss der Concentration I, 132. Polarisation von Platinelektroden bei der Wasserzersetzung I, 327; desgl. von anderen Elektroden I, 337. Umkehrungen der thermoelektrischen Kraft bei höherer Temperatur I, 417. Ströme zwischen Krystallen I, 438. Widerstand des Multiplicators II, 200.

Sylvester. Metallfällungen I, 258. S. und Wilkinson. Wasserzersetzung in engen Röhren I, 171.

T.

Tait. Abstossung aufeinander folgender Stromeselemente N. 50.

Tasché. Kette I, 161.

Ten Eyk s. Henry.

Thalen. Dauer der Inductionsfunken II, 701.

Thénard. Ladungszeit der Volta'schen Säule mit verschiedenen Lösungen I, 26. Th. und Hachette. Einfluss der Plattengrösse der Säule auf die freie Spannung an den Polen I, 31. S. auch Gay-Lussac.

Thiers s. Lacassagne.

Thomsen. Element N. 23.

Thomson. Methode der Widerstandsmessung N. 8. Widerstand des Kupfers I, 86. N. 13. Thermoelektrische Reihe I, 406. Umkehrungen in derselben I, 419. Einfluss der Dehnung und Compression auf die thermoelektromotorische Kraft I, 427. Erwärmung der Elektroden bei der Elektrolyse I, 486. Fortführung der Wärme durch den Strom I, 193 (II, 812). Theorie des Magnetismus I, 226.

Moment der Elektromagnete II, 303. Elektrische Leitungsfähigkeit des magnetischen Eisens und Nickels II, 407. Thermoelektrisches Verhalten derselben II, 408. Einstellung diamagnetischer Körper II, 450. Faraday's Theorie der Magnetkraftlinien II, 454. Abnahme des Diamagnetismus mit der Entfernung II, 465. Wechselwirkung diamagnetischer Theilchen II, 469. Theorie des Diamagnetismus der Krystalle II, 495. 506. Alternirende Ströme II, 775. Mechanische Einheit des Stromes II, 799. Wärmewirkungen und Arbeitsleistungen desselben II, 806; desgl. an Löthstellen II, 809, 811, 812; desgl. in Krystallen II, 813; desgl. bei chemischer Wirkung II, 814, 825. Strombildung II, 857. Alternirende Ströme II, 863, 864. T. und Jenkin. Ladungszeit II, 872.

Tichanowitsch und Lapschin. Zersetzung geschmolzener Stoffe N. 27.

Tip. Wärme bei der Wasserzersetzung II, 823.

Troost s. Marié Davy.

Trullard. Magnetisirung von Hufeisen II, 70.

Tyndall. Ursache der Thermoströme I, 463. Anziehung von Eisenkugeln durch Elektromagnete II, 337, 340. Transversale Einstellung schwach magnetischer Körper II, 430. Verhalten magnetischer Körper vor zwei ungleichnamigen Magnetpolen II, 439. Einstellung von Körpern in einem Multiplicator zwischen den Magnetpolen II, 440. Diamagnetische Polarität II, 441, 446. Abhängigkeit des Diamagnetismus von der magnetischen Kraft II, 457. Gemenge magnetischer und diamagnetischer Körper II, 464; in verschiedenem Abstand vom Pol II, 465. Diamagnetische Polarität des Wismuths II, 466. Wechselwirkung diamagnetischer Theilchen II, 469. Diamagnetische Einstellung des Holzes II, 483; von Krystallen II, 496; von gepressten Pulvern II, 484, 491; Anziehung von Krystallen nach verschiedenen Richtungen II, 500. Verhalten derselben bei ungleich starker Wirkung auf ihre einzelnen Punkte II, 504, 505; Verhalten derselben unter Annahme eines magnetischen Mediums II, 506.

Tyrtov. Aenderung der Kraft der Ketten I, 163. Ungleiche Erwärmung der Elektroden des Lichtbogens I, 510.

V.

Vasalli. Astatisches System II, 427.

Verdet. Magnetische Kraft zwischen den Halbankern der Elektromagnete II, 250. Drehung der Polarisationsebene des Lichtes; Abhängigkeit von der magnetisirenden Kraft II, 523, 524; bei geneigter Richtung des Lichtstrahles gegen die Magnetaxe II, 526. Drehvermögen der Salzlösungen; Beziehung zum Brechungsindex II, 528. Positives und negatives Drehvermögen II, 529 bis 531. Doppelte Richtung der Inductionsströme höherer Ordnung II, 593. Verzögerung der Induction in Körpern II, 647. Erwärmung der Contactstellen verschieden warmer Theile desselben Metalls II, 812.

Viard. Einfluss der Luft auf die Kraft der Kette I, 360. Einfluss des umgebenden Mediums auf das galvanische Glühen I, 477.

Vogt C. S. Matthiessen.

Voigt. Einfluss des Druckes auf die Wasserzersetzung I, 171.

Volger. Magnetisches Verhalten des Boracits II, 478.

Volta. Elektricitätserregung beim Contact von Metallen und Flüssigkeiten I, 6. Fundamentalversuche I, 83 folg. Spannungsreihe I, 13. Säule I, 22. Freie Spannung an den Polen derselben I, 25. Corona di tazze I, 33. Theorie der Ladungssäule I, 299, 301. Ladung brennender Kohlen I, 454. Contacttheorie II, 835.

Vorsselmann de Heer. Abwechselnd gerichtete Ströme im Voltameter I, 344. Polarisation; Einfluss des Erschütterns I, 347; desgl. des Erwärmens der Elektroden I, 351. Ströme zwischen ungleich heissen Metallen I, 432. Wärmewirkungen des Stromes I, 466.

W.

Wach. Erste constante Kette I, 149.

Wagner. Hammer II, 545.

Walker. Oxydirte Metalle in der Spannungsreihe I, 19. Säure-Alkalikette I, 39. Ketten aus einem Metall und zwei ungleich verdünnten Lösungen I, 40. Thermoströme zwischen ungleich heissen Metallen und Flüssigkeiten I, 440.

Walker (in England). Erhitzung der Elektroden des Lichtbogens I, 510.

Magnetische Rotation des Lichtbogens II, 137. Bunsen'sche Kohle N. 22.
Walker S. Geschwindigkeit des Stromes II, 874.
Wall und Black. Elektrolyse des geschmolzenen Eisens N. 27.
Waltenhofen. Kette N. 22.
Warington. Chromsaures Kali in der Kette I, 158.
Wartmann. Leitungsfähigkeit gepresster Dräthe N. 14. Rotation von Kupferlösungen um eingesenkte Elektromagnete II, 114. Kein Einfluss des Magnetismus auf Klangfiguren und Töne der Eisenstäbe II, 404. Elektrische Leitungsfähigkeit der Magnete II, 406. Magnetische Drehung der Polarisationsebene der strahlenden Wärme II, 535. Disjunctoren II, 544. Einfluss der Schnelligkeit der Bewegung auf die Magnetoinduction II, 551. Gesetz der Elektroinduction II, 562.
Watkins. Säule aus Zinkplatten und Wasser I, 34. Thermosäule I, 420. Wirkungen derselben I, 422. Residuum in geschlossenen Hufeisenmagneten nach dem Streichen II, 350.
Way. Lichtbogen zwischen Quecksilber N. 47.
Webb. Alternirende Entladungen in Kabeln II, 872.
Weber. Verzweigte Ströme I, 69. Messung des Widerstandes N. 11. Wirkung von Kreisströmen auf einander II, 27, 28. Elektrodynamische Maassbestimmungen. Dynamometer II, 37, 38. Messungen damit II, 39 bis 41. Theorie der elektrodynamischen Erscheinungen. Fundamentalgesetz II, 42 bis 45. Drehbare Molekularströme in Magneten II, 59. Wirkung eines kleinen geschlossenen Stromes oder Magnetes auf ein Stromelement II, 98; auf einen Magnetpol II, 99 bis 101, 103. Umkehrungen bei der elektromagnetischen Rotation II, 115. Wirkung einer Spirale auf einen in ihrer Axe befindlichen Pol II, 142. Bestimmung des magnetischen Momentes II, 174. Tangentenboussole II, 179. Spiegelboussole II, 181. Messung constanter und kurzdauernder Ströme mit derselben II, 182, 185; desgl. mittelst der Multiplicationsmethode II, 184, 186; desgl. mittelst der Zurückwerfungsmethode II, 783 Anmerk. Einrichtung des Multiplicators N. 52. Messung der Dauer und Intensität kurz dauernder Ströme mit dem Dynamometer II, 219; Messung der Intensität nach absolutem Maass II, 220 bis 222. Magnetismus von Rotationsellipsoiden II, 239. Radmagnet II, 248. Maximum des Magnetismus II, 284. Magnetische Reibung von Hufeisenmagneten II, 368; von Radmagneten II, 369. Diamagnetische Polarität. Nachweis durch Ablenkung einer Magnetnadel II, 439; durch das Diamagnetometer II, 442; durch Inductionsversuche II, 447, 448; Theorie derselben II, 449. Wechselwirkung diamagnetischer Theilchen II, 469. Vergleichung des Magnetismus des Eisens und Diamagnetismus des Wismuths II, 470. Gesetz der Magneto- und Elektroinduction II, 563. Induction bei Umkehrung der elektrodynamischen Rotationen II, 567, 568. Unipolare Induction II, 572. Theorie derselben II, 577. Induction durch die Erde II, 579. Theorie der Induction II, 616, 617 bis 619. Anwendung auf Gleitstellen II, 621. Magnetelektrisirmaschine II, 710. Absolute elektromagnetische Maasse der Constanten II, 782 bis 784. Elektrochemisches Aequivalent des Wassers II, 790. Elektrodynamische Einheiten der Constanten II, 793 bis 798; desgleichen mechanische Einheiten II, 799, 803. Vertheilung der freien Spannung II, 851. Theorie der Strombildung II, 853. W. und Gauss. Messung der Ströme durch Bifilarsuspension II, 215 u. flgde. W. und Kohlrausch. Mechanische Einheit der Intensität II, 799. Elektricitätsmenge zur Wasserzersetzung II, 805. W. und Wöhler. Eisen-Eisenkette I, 160.
Weiske. Wanderung der Ionen I, 231. Theorie der Elektrolyse I, 291.
Welter s. Gay-Lussac.
Wertheim. Veränderung der Cohäsion durch den Strom I, 519; desgl. der Elasticität I, 520. Einfluss der Torsion auf den temporären Magnetismus des Eisens II, 376 bis 378; desgl. auf den permanenten Magnetismus II, 379. Rotation des magnetischen Maximums für temporär und permanent magnetisirte Stäbe II, 382, 383. Veränderung des temporären Magnetismus des Eisens bei der Dehnung, Veränderung der Länge eines Eisenstabes durch die Anziehung der Magnetisirungsspirale II, 401. Aenderung der Biegung desgl. II, 402. Einfluss des Magnetisirens auf das Volum des Eisens II, 403; desgl. auf die Elasticität II, 404. Töne beim Magnetisiren II, 410; beim Hindurchleiten mit oder ohne gleichzeitiges Herumleiten eines Stromes 411. Abwesenheit

der magnetischen Drehung der Polarisationsebene in gepressten Gläsern II, 532; desgl. in Krystallen II, 533.

Wetzlar. Passivität des Eisens I, 370, 376, 377, 379 bis 380. Pulsiren dabei I, 381. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen I, 387.

Wheatstone. Aluminium in der Spannungsreihe I, 19. Rheostat I, 81. Drathcombination zur Widerstandsbestimmung I, 90. Widerstand der Säule I, 95. Methode zur Bestimmung der elektromotorischen Kraft I, 122. Elektromotorische Kräfte I, 130. Polarisation von Platinelektroden bei der Wasserzersetzung I, 322. Vergleichung der thermoelektrischen Kraft mit der der Hydroketten I, 414. Spectrum des Funkens I, 494. Graduirung des Galvanometers II, 207. Ladungszeit II, 870. Erdleitung II, 870. Geschwindigkeit der Elektricität II, 877.

Whitehouse. Strombildung II, 857.

Wiedemann. Leitungsfähigkeit der Metalle für Wärme und Elektricität (mit Franz) I, 100. Widerstand der Lösungen I, 112. Apparat zur Elektrolyse von Lösungen I, 201, 203. Elektrolyse von essigsaurem Kupferoxyd I, 207. Einfluss des Wanderns der Ionen auf die Elektrolyse I, 241. Elektrische Endosmose, Gesetze derselben I, 244, 245, 247. Einfluss auf die Elektrolyse I, 248, auf die Wanderung der Ionen I, 248. Theorie der Elektrolyse und des Widerstandes der Lösungen I, 288 bis 290. Thermoelektromotorische Kräfte I, 413. Rotation von Flüssigkeiten in hohlen Magneten II, 118. Spiegelgalvanometer II, 181. Temporärer und permanenter Magnetismus von Eisen- und Stahlstäben bei verschiedener Stromintensität; beim Hin- und Hermagnetisiren; Stromintensität zum Vernichten des Magnetismus II, 276, 277. Aenderung des temporären und permanenten Momentes von Dräthen beim Hindurchleiten von Strömen II, 281. Theorie des Verhaltens II, 285 bis 290. Analogie mit dem mechanischen Verhalten der Körper II, 288. Magnetpole N. 56. Gesetze der Elektromagnete N. 57. Verhalten dünner Eisenplatten in einer Magnetisirungsspirale II, 332. Einfluss des Erschütterns auf hin- und hermagnetisirte Stäbe II, 375. Einfluss der Torsion auf den temporären Magnetismus II, 377; auf den permanenten Magnetismus II, 379, 380; bei hin- und hermagnetisirten Stäben II, 381. Magnetisirung von Eisendräthen, durch die ein Strom fliesst, bei der Torsion II, 385. Aenderung der permanenten Torsion eines Eisendrathes beim Magnetisiren II, 386; bei hin- und hertordirten Dräthen II, 389. Aenderung der temporären Torsion desgl. II, 389. Torsion eines Magnetes beim Hindurchleiten eines Stromes durch seine Axe II, 390. Analogie zwischen den Erscheinungen der Torsion und des Magnetismus hierbei II, 391. Theorie dieser Beziehungen II, 392 bis 397. Einfluss der Wärme auf den temporären Magnetismus II, 413; auf den permanenten Magnetismus II, 416. Einfluss mechanischer Erschütterungen und der Grösse der Magnetisirung II, 419; der Magnetisirungstemperatur II, 420. Verhalten theilweise entmagnetisirter Stäbe II, 421 u. flgde. Einfluss des Magnetismus auf Krystallbildung II, 507. Galvanische Drehung der Polarisationsebene, Einfluss der Intensität des Stromes und Farbe des Lichtes II, 521, 522. Erwärmung der Elektroden des Funkens N. 46.

Wild. Spannungsreihen der Flüssigkeiten I, 36. Nobili'sche Ringe N. 6. Neumann's Methode zur Bestimmung des Uebergangswiderstandes und der Polarisation I, 316; desgl. der elektromotorischen Kraft I, 317. Vergleichung der thermo- und hydroelektromotorischen Kraft I, 414. Ströme zwischen ungleich heissen Flüssigkeiten I, 446. Thermoelektrisches Verhalten bei ungleich schnellem Abfall der Wärme in Flüssigkeiten I, 462. Nachleuchten des elektrischen Lichtes II, 758. Erwärmung der Elektroden des Lichtbogens N. 46.

Wilkinson. Trogapparat I, 143, s. Sylvester.

Williamson. Verhalten der Krystalle im magnetischen Medium II, 506.

van der Willigen. Ungleiche Erwärmung der Elektroden des Lichtbogens I, 510. Lichterscheinung desselben I, 512. Lichtbogen zwischen Metallen und Flüssigkeiten I, 515. Spectra der Funken II, 742. Schichtung des elektrischen Lichtes II, 749. Ozon an glühenden Dräthen II, 766.

Wilson. Verhalten von Zink- und Kupferfeilen in Wasser I, 252.

Winkler. Elektrolyse des Roheisens N. 27.

Wittich. Elektrolyse von Albumin N. 32.

Witting s. Bischoff.

Woehler. Kupferrothes Blei N. 29. Passivität des Meteoreisens I, 377; s. Weber.

Wollaston und Buff. Kette I, 144. Magnetismus des Titans II, 434. Oxydationstheorie II, 839.

Woods. Wärme bei der Wasserzersetzung II, 821.

Worlée. Bunsen'sche Kette N. 22. Bleisulfat in der Kette N. 24.

Wrede. Ursache der Umkehrung der Thermoströme I, 462. Elektromagnetische Wage II, 176.

Wright. Bewegung des Quecksilbers als Elektrode N. 36.

Wüllner. Ströme bei Lösung von Salzen I, 36. Ströme bei Gasentwickelung II, 844.

Y.

Yelin. Kette I, 144. Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen I, 387. Thermoströme I, 405; desgl. in demselben Metall I, 429.

Young. Kette I, 144.

Z.

Zamboni. Trockne Säule I, 27. Ladung der Leydner Flasche mit derselben I, 28. Perpetuum mobile I, 29. Säulen aus einem Metall und einer Flüssigkeit I, 34.

Zantedeschi. Ströme durch Drücken der Elektroden I, 401. Erregung des Magnetismus durch Licht II, 537. Theorie der Kette II, 849.

Zetschke. Theorie der Elektricität II, 850.

Zimmermann. Metallfällungen I, 258.

Zoellner. Galvanisches Glühen von Dräthen I, 474.

Sachregister.

Erster Band.

I. Allgemeine Gesetze der Elektricitätserregung durch Berührung heterogener Körper. Grundgesetze des galvanischen Stromes.

Einleitung.

Erstes Capitel. Elektricitätserregung durch Berührung heterogener Körper.

I. Ein Metall und eine Flüssigkeit. — Grundversuche. Elektromotorische Kraft 1. Vertheilung der freien und gebundenen Elektricitäten auf den leitenden Oberflächen. Versuche von Buff 3. Constanz der Spannungsdifferenz 4. Versuche von Becquerel, Péclet, Pfaff, Fechner, Munk (Quincke N. 38) 5, 6. Einfachste Form eines galvanischen Elementes. Versuche von Becquerel 7.

II. Zwei Metalle. — Volta'sche Fundamentalversuche 8 — 10. Experimentelle Einwände gegen ihre Beweiskraft 11, 12 (51. II, 849). Spannungsreihen der Metalle für sich 13, 14. Versuche von Kohlrausch 15 (von Hankel N. 1). Leiter erster und zweiter Klasse 16.

III. Zwei Metalle und eine Flüssigkeit. — Einfache galvanishe Kette u. Strom 17. Wirkungen des Stromes 18. Spannungsreihen der Metalle in Flüssigkeiten 19 (N. 41; vgl. Elektrolyse Cap. III); in geschmolzenen Salzen, erhitztem Glase 20. Elektromotorisches Gesetz 21. Volta'sche Säule 22. Ungleiche Ableitung der Pole derselben 23. Bezeichnung der Pole 24. Elektroskopische Wirkungen an den Polen 25. Abänderungen der Metalle und Flüssigkeiten der Säule 26 (127 u. flgde., 142 u. flgde.). Trockene Säule 27, 28. Bohnenberger's Elektroskop 29. Jäger's Vertheilungstheorie 30. Säulen mit ungleichem Querschnitt 31. Abänderungen der Form der Säule. Pulvermacher'sche Kette 32. Volta's Corona di tazze 33. Säulen von Zamboni und Watkins 34.

IV. Drei Flüssigkeiten. — Versuche von Nobili u. Fechner 35. Spannungsreihen der Flüssigkeiten von Wild (von L. Schmidt N. 2). Lösungsströme von Wüllner 36 (II, 844).

V. Zwei Flüssigkeiten und ein Metall. — Säulen von Davy. Pile à oxygène von Becquerel 37. Versuche von Matteucci, Henrici, Poggendorff u. A. 38, 39. Verschieden verdünnte Lösungen 40. Zwei geschmolzene Substanzen und ein Metall 41.

VI. Zwei Flüssigkeiten und zwei Metalle. — Daniell's, Grove's, Bunsen's Element. Combinationen mit Cyankalium 42 (128 u. flgde.; 149 u. flgde.; N. 19 u. flgde.); mit verschieden verdünnten Lösungen 43. Vertheilung der elektromotorischen Kraft in der Daniell'schen und Grove'schen Kette 44. Elektromotorisches Gesetz bei diesen Ketten 45. Bildung derartiger Ströme durch secundäre Umstände; Photochemische Ströme 46 (403).

VII. Metalle und Gase. — Gaselemente. Gassäulen 47. Verhalten der mit Gas beladenen Metallplatten 48, 49 (auch 264 das Cap. Polarisation I, 389; N. 41, und photochemische Ströme I, 403). Elektromotorisches Gesetz bei den Gaselementen 50. Elektroskopische Spannung an den Polen 51. Gaselemente bei hohen Temperaturen 52 (Flammenströme I, 447 u. flgde.).

Zweites Capitel. Ohm'sches Gesetz.

I. Experimentelle Ableitung des Ohm'schen Gesetzes. — Die Intensität des Stromes in allen Theilen der Leitung constant. Versuche von Fechner und Kohlrausch 53. Ohm'sches Gesetz 54 — 55. Experimentelle Bestätigung der Gesetze des Widerstandes durch Davy, Becquerel, Ohm; des Ohm'schen Gesetzes durch Ohm, Fechner, Pouillet 56 — 59 (420, Gaugain II, 862 Anm.). Verbindung der Elemente neben- und hintereinander 60. Quantität und Intensität des Stromes 61.

II. Vertheilung der freien Elektricität im Schliessungskreise. — Versuche von Erman 62. Theorie von Ohm 63, 64. Bestätigung durch Kohlrausch 65, 66 (für schlechte Leiter durch Gaugain II, 862 Anm.). Theorie von Kirchhoff 67. Ströme durch eine nicht geschlossene Säule, nach Guillemin und Siemens 68 (auch Strombildung II, 854 u. flgde.).

III. Stromverzweigung. — Gesetz von Kirchhoff für lineare Leiter 69. Beispiele 70 — 72. Stromtheilung zwischen Dräthen und Flüssigkeiten 73. Rückstrom 74. Entgegengesetzte Ströme in demselben Leiter 75 (II. 780). Gekreuzte Ströme; Abzweigungen von den Elementen einer Säule 76 (auch 364). Ströme zwischen concentrischen Ringen und ungleich grossen Elektroden 77. Ströme in einer Ebene 78. Ströme in Körpern 79 (nach Helmholtz N. 5, Wild N. 6). Leitung in der Erde 80 (II, 870, 871).

Drittes Capitel. Bestimmung des Leitungswiderstandes.

I. Rheostaten von Wheatstone, Jacobi 81; Poggendorff, Neumann 82 (E. du Bois Reymond N. 7); Becquerel 83 (Müller N. 8). Widerstandssäulen 84. Vorsichtsmaassregeln 85. Einheit des Widerstandes 86 (vgl. auch II, 785 u. flgde.). Graduirung des Rheostaten 87.

II. Bestimmung des Widerstandes fester Körper. — Methoden. Directe Ersetzung durch den Rheostat 88. Bestimmung mittelst des Differentialgalvanometers 89. Mittelst der Wheatstone'schen Brücke 90 (Methode von Thomson N. 9; Weber II, 785; Bosscha II, 211; Bosscha und Schröder van der Kolk N. 10). Vergleichung der Methoden 91 (N. 11).

III. Bestimmung des Widerstandes der Flüssigkeiten. — Methoden 92—94. Bestimmung des Widerstandes in der Säule 95 (des Multiplicators II, 200).

IV. Allgemeine Angaben über den Leitungswiderstand. — Leiter und Nichtleiter 97. Leiter erster und zweiter Klasse 98. — Leitung von Kohlenstoff, Selen, Glas, Quecksilberjodid, Fluorblei, Chlorblei, von Schwefelmetallen 99.

V. Numerische Angaben über den Widerstand der metallischen Leiter. — Zahlenresultate, Legirungen 100 (N. 13). Beziehungen der elektrischen und thermischen Leitungsfähigkeit 102. Einfluss der Cohäsionsverhältnisse 103 (N. 14; des Magnetismus II, 406 u. flgde). Einfluss der Erwärmung 104, 105 (N. 12. 15). Leitungsfähigkeit geschmolzener Metalle 106 (N. 16).

VI. Numerische Angaben über den Widerstand der zersetzbaren Leiter. — Einfluss der Temperatur 107. Bestimmungen von Pouillet, Lenz 108. Hankel 109. E. Becquerel 110. Horsford 111. Wiedemann 112. Schmidt 113. Becker 114. Lenz und Saweljew 115. Beetz N. 17. Vergleichung der Resultate 116 — 118 (N. 17). Theorie. Abhängigkeit von der Zähigkeit 289. Leitungsfähigkeit der Gase 119 (vgl. auch Leitungsfähigkeit der Flamme im Capitel „Thermoelektricität" I, 477 u. flgde. und bei der Funkenentladung II, 731 u. flgde., N. 66 u. flgde.).

Viertes Capitel. Bestimmung der elektromotorischen Kraft.

I. Bestimmungsmethoden. — A. Bei Ketten ohne Polarisation. Methoden von Fechner 121. Ohm, Wheatstone 122. B. Bei Ketten mit Polarisation. Methode von J. Regnauld 123. Poggendorff 124 (E. du Bois Reymond N. 18). Bosscha 125, 126 (Neumannn 317).

II. Numerische Angaben über die elektromotorischen Kräfte. — A. Säulen von zwei Metallen und einer Flüssigkeit. Fechner 127. Poggendorff 128. Wheatstone 130. B. Säulen aus zwei Metallen und zwei Flüssigkeiten. Poggendorff 128, 129. Joule 131. Svanberg 132. Buff 133. Lenz u. Saweljew 134. Beetz 135. J. Regnauld 136 (N. 19). Petruschefski 137. C. Säulen aus einem Metall und zwei verschieden concentrirten Flüssigkeiten oder drei Flüssigkeiten von Wild 138. D. Gaselemente.

Beetz 139 (auch im Cap. Polarisation). Versuche von Becquerel 140. Uebersicht der Resultate 141.

Fünftes Capitel. Galvanische Elemente.

I. Elemente mit einer Flüssigkeit (vgl. I, 20 u. flgde.). Cruikshank, Wilkinson 143, Wollaston. Elemente von Oersted u. Schmidt. Deflagratoren von Offershaus, Hare; Elemente von Faraday, Young 144. Amalgamirtes Zink von Sturgeon 145 (251. II, 816. N. 20). Vermeidung der Polarisation bei den Elementen von Poggendorff, Elemente von Smee, Münnich, Roberts 146; Fechner, de la Rue, Fyfe, Desbordeaux, Kemp, de la Rive 147. Anwendung von Coakskohle und Erneuerung der Flüssigkeit. Elemente von Fabre und Osann 148.

II. Elemente mit zwei Flüssigkeiten. — Ketten von Becquerel, Daniell 149. Abänderungen durch Buff 150. Siemens, Meidinger 151 (Strache, Remak N. 21). Grove, Spencer, Eisenlohr, Napoleon 152. Grove'sche Säule 153. Callan's Batterie 154. Cooper-, Schönbein-, Bunsen'sche Kette. Abänderungen durch Siemens und Halske, Stöhrer 155. Deleuil 156 (auch N. 22). Eisenelemente 157. Veränderung der Lösungen am Zink 158. Ersatz der Salpetersäure 159; des Zinks 160 (N. 23). Combinationen von Kukla, Doat, Marié Davy, Becquerel, Lacassagne u. Thiers 161 (N. 24). Grund der Abnahme der Wirksamkeit der Elemente 163 (251, 355 u. flgde.).

Sechstes Capitel. Apparate.

Klemmschrauben 164 (Stöpselverbindung 84). du Bois' Schlüssel, Interruptor 165. Gyrotrop von Pohl, Ruhmkorff, Reusch, Dujardin 166; Jacobi. Inversor von Poggendorff 167. (Wippe 304, Wippe von Siemens 305; Poggendorff u. Müller 307. Disjunctor II, 544. Wagner'scher Hammer II, 545. Barlow'sches Rad II, 133. Umschalter von Bothe N. 17. Compensator von E. du Bois-Reymond N. 18).

II. Elektrochemie.

Erstes Capitel. Elektrolyse.

I. Wasserzersetzung. — Nomenclatur 168. Elektrolyse des Wassers 169, 170. Einfluss des Druckes 171. Secundäre Einflüsse: 1. Ungleiche Absorption der Gase. Einfluss der Dichtigkeit des Stromes 172. 2. Bildung von Ozon 173. 3. Bildung von Wasserstoffsuperoxyd 174, 175. 4. Vermeintliche Bildung von activem Wasserstoff 176. 5. Wasserzersetzung durch abwechselnd gerichtete Ströme 177, 178 (durch Inductionsströme II, 546; Vermehrung durch Induction II, 588). 6. Wiedervereinigung der Gase 179. 7. Einfluss von Substanzen, die im Wasser gelöst sind. Vermeintliche Säure- und Alkalibildung 180, 181. 8. Einfluss der Elektroden, a. einer oxydirbaren positiven Elektrode 182; b. einer reducirbaren negativen Elektrode 183. c. Zerfallen der Elektroden 184. (N. 26.) d. Bewegungen des Quecksilbers als Elektrode 185, 186 (221. Tönen desselben dabei N. 36).

II. Elektrolytisches Gesetz. — Faraday's Gesetz 187 — 190. Bestätigung durch Soret, Buff 191. Vermeintliche metallische Leitung der Elektrolyte 192 bis 194. Messung der Stromintensität durch das Knallgas-, Kupfer- und Silber-Voltameter 195 — 197 (N. 28).

III. Elektrolyse binärer Verbindungen. — a. Geschmolzene Salze. Elektrolyse von Chlorzinn, Chlorsilber 199. Darstellung der Alkali- und Erdmetalle 200 (N. 27. Elektrolyse der Legirungen des Roheisens, ibid.). b. Gelöste Salze. I. Apparate 201 — 204. Die Salze zersetzen sich wie ohne Gegenwart des Lösungsmittels 205. II. Einfachste Zersetzungen von Salzlösungen: ZkCl, PbCl, BrI, ClH, IH, CyH, CuO, SO_3, CuONO_5, ZKOSO_3 u. s. f. 206. Secundäre Einflüsse. 1. Die Ionen an der positiven Elektrode wirken auf dieselbe. Kupferelektrode bei der Elektrolyse der Kupfersalze 206 (auch 233 und N. 28; Kupferrothes Blei N. 29). 2. Das positive Ion wirkt auf das Salz in der Lösung. Elektrolyse von CuCl, CuO$\bar{A}$, KOAsO_5, NH_4OMoO_3 207. 3. Das negative Ion wirkt auf das gelöste Salz. Bildung von Superoxyden. Elektrolyse von Blei-, Wismuth-, Silbersalzen (Bildung von schwarzem Silber) 208 (259). 4. Das positive Ion wirkt auf das Lö-

sungsmittel. Elektrolyse von KI, $NaBr$ u. s. f., $MgCl$, NH_4Cl, $NaOSO_3$ 209. Darstellung der Alkalimetalle 210; des vermeintlichen Ammoniummetalls 211; der Erdmetalle, des Chroms und Mangans 212. Zersetzung der Eisensalze 213 (N. 31). 5. Die Ionen wirken an dem einen Pol auf das Salz und das Lösungsmittel. Elektrolyse von $KONO_5$, $BaONO_5$, $KOCrO_3$ 214. 6. Secundäre Wirkungen auf die Lösung an beiden Polen. Elektrolyse von $KOClO_5$, $KOSO_2$, $NaOS_2O_2$, KCy, oxalsaure Salze 215. Essigsaures, ameisensaures und chlorkohlenunterschwefelsaures Kali 216. 7. Secundäre Wirkung auf die Lösung und die Elektroden. Elektrolyse von Kali zwischen Eisenelektroden; Bildung der Eisensäure 217 (vergl. 230. Elektrolyse von $KOSiO_3$, N. 30, Siliciumwasserstoff N. 33). III. Elektrolyse von Sauerstoffsäuren. Wässerige Schwefelsäure, schweflichte Säure, selenige Säure, Phosphorsäure 218. Salpetersäure 219 (desgl. mit Alkohol gemischt N. 34). Chromsäure, Jodsäure 220 (vgl. 230). Bewegungen des Quecksilbers als Elektrode bei diesen Elektrolysen 221 (185, 186, N. 36).

IV. Elektrolyse zusammengesetzter Verbindungen. — Zersetzung von $NaOBO_3$, Versuche von Buff. Elektrolyse von Cu_2Cl, Al_2Cl_3, MoO_3, CrO_3, $KO\,2CrO_3$ (vergl. 230) u. s. f. 222. Elektrolyse von Sb_2Cl_3; Explosives Antimon 223. Unsichere Versuche von Matteucci und E. Becquerel 224; von Daniell und Miller 225. Versuche von Hittorf u. Buff. Fe_2Cl_3, Al_2Cl_3, $(U_2O_2)Cl$, $SnCl_2$, phosphorsaure Salze, Cyandoppelsalze, ätherische Doppelsalze 226 (230). Quecksilbersalze 227.

V. Wanderung der Ionen. Veränderung der Concentration der Kupfer- und Goldlösungen an den Elektroden 228 (vergl. 236). Unsichere Versuche von Daniell u. Miller 229. Versuche von Hittorf 230, Weiske 231 (Wiedemann 248).

VI. Elektrolyse von Lösungen mehrerer Stoffe. — Reihefolge der Abscheidung der Ionen bei gemischten Salzlösungen, Wasserstoff bei der Elektrolyse von Kupfersalzen 232, 233 (Messingniederschlag N. 35). Ursache 234. Theilung des Stromes zwischen den Elektrolyten 235, 236.

VII. Elektrolyse hinter einander geschichteter Lösungen. — Versuche von Hisinger u. Berzelius, Davy, Gmelin, Faraday, Becquerel, Daniell u. Miller, Connell 237. Erklärung 238, 239. Scheinbare latente Fortführung 240. Ausbreitung der Ionen von den Elektroden aus bei Zersetzung der Salzlösungen 241, 242.

VIII. Elektrische Endosmose. — Aeltere Versuche von Reuss, Porret, Becquerel 243. Gesetze. Versuche von Wiedemann 244 — 247. Unabhängigkeit der Elektrolyse von derselben 248 (in der Kette 251. Theorie 289, 290, N. 37. Fortführung in Capillarröhren N. 37; von suspendirten Pulvern N. 38.)

IX. Elektrolyse in der Kette. — Lösung des Zinks in der Kette 249, 250. Vorgang in Ketten mit zwei Flüssigkeiten 251. Lösung von gemischten Metallpulvern. Schutz gegen Oxydation. Veränderung von Pflanzenpapieren auf Metallplatten. Rosten des Eisens 252. Verhalten von reinem, amalgamirtem und rohem Zink 253. Metallfällungen 254 — 260. Metallbäume 259. Einfluss kleiner Salzmengen auf die Lösung der Metalle in Säuren 261. Darstellung krystallisirter Verbindungen in der Kette 262, 263. Vorgänge in der Gassäule 264.

X. Nobili'sche Farbenringe. Versuche von Nobili 265. Becquerel 266. Gesetz nach E. du Bois-Reymond und Riemann 267. (Wild N. 6) Versuche von Beetz 268.

XI. Theorie der Elektrolyse. — Aeltere Theorie der Wasserzersetzung 270. Theorie von Grotthuss 271. Elektrolyse auf der ganzen Stromesbahn 272 (vgl. 53). Theorie der Ladung der Ionen nach Ampère 273. Berzelius, Fechner 274. Theorie der Trennung derselben durch den Strom 275. Desgl. nach Kohlrausch 276 (II, 853); nach de la Rive 277. Elektrochemische Reihe 278 — 280. Bestimmung der Ionen 281. Desgl. bei wässrigen Lösungen 282, 284 (vgl. auch die Elektrolyse von $FeOSO_3$ 213). Theorie der Elektrolyse von Hittorf 285 (226, 230); von Schönbein 286; Magnus 287; Wiedemann 288. Einfluss der Zähigkeit auf den Widerstand 289 (N. 17); bei der elektrischen Endosmose 290. Theorie von Weiske 291; von Clausius 292 (Zersetzbarkeit der Stoffe 285, 287, 289, 319).

Zweites Kapitel. Einfluss der Elektrolyse auf den Leitungswiderstand und die elektromotorische Kraft im Schliessungskreise.

Uebergangswiderstand. Polarisation. Elektromotorische Veränderung der Elektroden 293.

A. Widerstand des Ueberganges, Unipolare Leitung. Abscheidung besser oder schlechter leitender Substanzen an den Elektroden 294; (Bestimmung der Grösse des Uebergangswiderstandes 316). Uebergangswiderstand zwischen Metallen 294. Unipolare Leitung der Seife, des Eiweisses 295; der Schwefelsäure 296. (Unipolare Leitung der Flamme 456 — 461. Secundärer Widerstand N. 39).

B. Polarisation.

I. Allgemeine Angaben. Trennung vom Uebergangswiderstande. Polarisation durch Abscheidung von Säure und Basis 297; beim Glase 298 (Polarisation durch Superoxyde N. 40). Historisches. Ladungssäule 299, 300. Polarisation durch Gase 301 — 303. Methoden zur Nachweisung derselben 304, 305. Wippe von Siemens 305; von Poggendorff, Müller 306. Wirkungen des Polarisationsstromes. Polarisation durch Polarisation 307. Analogie mit dem Uebergangswiderstande 308, 309. Annahme desselben durch Poggendorff und Fechner 310 — 312. Trennung desselben von der Polarisation 313; Versuche von Lenz 314. Methode zur Messung der elektromotorischen Kraft der Polarisation und des Uebergangswiderstandes von Neumann 316 — 318 (320 u. flgde.). Vermeintlicher Zersetzungswiderstand 319.

II. Polarisation bei der Wasserzersetzung. — Abhängigkeit von der Stromintensität 320. Einfluss der Grösse der Elektroden 321. Polarisation blanker Platinplatten. Messungen von Wheatstone 322; Buff 323; Poggendorff 324, 325 (Neumann 316, 317). Polarisation der einzelnen Elektroden 326 — 330. Polarisation platinirter Platinplatten 331, 332. Einfluss auf die Wasserzersetzung 333, 335. Polarisation verschiedener Metallelektroden 336 (299, 300, 310 — 312); auch bei Kupferplatten in Kupferlösungen 336 (317, 347). Messungen 337. Einfluss auf die Wasserzersetzung 338. Polarisation in verschiedenen Flüssigkeiten 339 (352, 369, II. 819 — 825).

III. Polarisation durch andere Gase als Sauerstoff und Wasserstoff. Messungen von Beetz 340.

IV. Zeit zum Entstehen und Vergehen der Polarisation. — Polarisation durch momentane Ströme 341 (durch Inductionsströme II, 546). Anwachsen zum Maximum 342. Abnahme bei geöffneter Schliessung 343. Polarisation durch abwechselnde Ströme 344. Abnahme bei geschlossener Leitung 345.

V. Einfluss des Druckes, des Erschütterns und Erwärmens. — Abnahme der Polarisation bei vermindertem Druck 346; beim Erschüttern der Elektroden 347; beim Erwärmen 348 — 351. Verhalten der Polarisation in verschieden warmen Kochsalz- und Salpeterlösungen 352.

VI. Polarisation an der Grenzfläche von Flüssigkeiten. Innere Polarisation. — Versuche von E. du Bois-Reymond 353, 354.

VII. Polarisation in den Elementen. — Nachweisung 355. Unabhängigkeit der ursprünglichen elektromotorischen Kraft von derselben. Wasserzersetzung in den Elementen 356. Einfluss der Stromesdichtigkeit 357. Wogen der Kraft der Kette 358. Vermehrung der Wirkung durch Verminderung der Polarisation 359. Wirkung des Sauerstoffs der Luft 360; eines entgegengerichteten Stromes 361; oxydirender Agentien 362; Polarisation in den Gaselementen 363. Zwischenplatten in der Kette 364.

C. Veränderungen des elektromotorischen Verhaltens der Oberfläche der Elektroden.

I. Anomale Polarisation. — Bleielektroden in Wasser 365. Eisendräthe als Elektroden nach kürzerem oder längerem Schliessen, positive Polarisation 366. Desgl. bei amalgamirtem Zink in Brunnenwasser, Kupferdräthen in Kupfervitriollösung 367. Desgl. bei käuflichem Zink in Zinkvitriol 368.

II. Unpolarisirbare Elektroden. — Amalgamirtes Zink in Zinkvitriollösung 369.

Drittes Capitel. Veränderungen der elektromotorischen Kraft der Metalle durch Einwirkung der umgebenden Flüssigkeit.

I. Passivität. — Passivität des Eisens durch Eintauchen in Salpetersäure und oxydirende Agentien 370; durch Erhitzen in Sauerstoff 371; als positive Elektrode 372, 373, 374; in salpetersaurem Silberoxyd 375; in salpetersaurem Kupferoxyd 376. Verhalten verschiedener Eisensorten 377 (N. 42). Aufhebung der Passivität 378, 379. Pulsiren dabei 380 — 383. Passivität von Platineisen, Nickel, Kobalt 384; von Zinn, Wismuth, Kupfer 385; von Aluminium 386.

II. Ströme beim ungleichzeitigen Eintauchen. Beobachtungen 387. Untersuchung der Aenderung des elektromotorischen Verhaltens 388. Ursache derselben 389 (N. 42). Veränderung beim Herausziehen und wiederholten Eintauchen 390.

III. Umkehrungen der Stromesrichtung. — Bei der Passivirung 391 (380 bis 382). In anderen Fällen 392 — 395. Wiederholte Umkehrungen 396. Ursachen derselben 397, 398.

IV. Ströme beim Schütteln und Drücken der einen von zwei gleichartigen Elektroden. — Ströme beim Schütteln 399, 400. (Ströme in Flüssen 400.) Ströme beim Drücken 401. Ursachen 402.

V. Ströme bei der Bestrahlung der einen von zwei gleichartigen Elektroden 403, 404 (46).

III. Beziehungen des Galvanismus zur Wärme.

Erstes Capitel. Erzeugung galvanischer Ströme durch Wärme. Thermoströme.

I. Thermoströme zwischen zwei Metallen. — Grundversuch 405. Thermoelektrische Reihen 406. Einfluss geringer Beimengungen 407. Stellung der Legirungen 408, 409. Thermoelektrisches Gesetz 410. (Einfluss der Löthung N. 43.) Messung thermoelektromotorischer Kräfte durch Becquerel 411, Matthiessen 412, Wiedemann 413. Vergleichung mit Hydroketten 414 (136). Proportionalität der elektromotorischen Kraft mit der Temperaturerhöhung 415. Abweichungen 416. Umkehrungen 417, 418, 419 (auch nach Gaugain und Carl N. 43). Thermoketten und Thermosäulen 420. Wirkungen der Thermoströme 421, 422. Temperaturmessungen durch Thermoelemente 423 — 425.

II. Einfluss der Härte und Spannung der Metalle auf ihre thermoelektrische Stellung. — Verhalten verschieden harter, geschmolzener und erstarrter Metalle 426. Verhalten gespannter, gepresster und gehämmerter Dräthe 427; (magnetisirter Dräthe II, 333). Thermoströme in Krystallen 428 (N. 44); in krystallinischen Massen 429 (N. 43). Kein Strom zwischen ungleich dicken Stäben 430.

III. Thermoströme bei Berührung ungleich warmer Metalle. — Versuche von Ritter und Becquerel 431; von Emmet 432, Magnus 443. Verhalten des Quecksilbers 433. Einfluss der Oberflächenschichten 434, 435. Einfluss derselben beim Aufeinanderlegen heisser und kalter Metalle 436 (N. 43). Thermoströme in geschichteten Metallplatten 437; in Wismuth- und Antimonwürfeln von schräger Spaltungsrichtung 438. Triboelektrische Ströme 439.

IV. Thermoströme zwischen Metallen und Flüssigkeiten. — Ströme beim Eintauchen ungleich warmer Dräthe in Lösungen 440, 441, 442; in geschmolzene Salze 443, 444.

V. Thermoströme zwischen Flüssigkeiten. — Versuche von Nobili 445. Messungen von Wild 446.

VI. Thermoelektrisches Verhalten der Gase. Elektrische Eigenschaften der Flamme. — Thermoelektrische Ströme in der Flamme 447, 448. Flammenströme durch ungleiche chemische Zusammensetzung 449, 450. Gemischte Ströme 451 (52). Trennung der Ursachen der Ströme 452, 453, 454. Ursache der Flammenströme 455. Unipolare Leitung der Flamme 456 — 461. Ritters Russdendriten 456.

VII. Versuche zur Erklärung der Erzeugung der thermoelektrischen Ströme. — Vermeintlicher Einfluss der Wärmeverbreitung, des Wärmeüberganges, der relativen Leitungsfähigkeit, der Wärmestrahlung 463 (II, 810, 850).

Zweites Capitel. Wärmewirkungen des galvanischen Stromes.

I. Erwärmung der homogenen Theile des Schliessungskreises. — Erwärmung der Dräthe 464, 465. Gesetz von Joule 466 (II, 806 u. flgde.). Bestätigung durch E. Becquerel 467, Lenz 468, Botto 469. Apparat von Poggendorff dazu 470. Abweichung von Joule's Gesetz durch Aenderung des Widerstandes 471. (Wärmewirkung der Inductionsströme II, 674. Wärme der Funken II, 764). Messung der Stromintensität durch die Ausdehnung der erwärmten Dräthe 472. Galvanisches Glühen 473. Gesetz von Zöllner 474. Einfluss des umgebenden Mediums 475 — 477. Erwärmung der Flüssigkeiten 478. Gesetz 479—481. Wärme in der Kette selbst 482. Wärme im ganzen Schliessungskreis 483, 484. Abweichungen 485, 486 (II, 814—825).

II. Erwärmung und Erkältung der Berührungsstelle heterogener Theile des Schliessungskreises. — Peltier'sches Phänomen 487. Eisbildung durch die Erkältung der Löthstelle 488. Reihe der Metalle 489. Gesetz der Temperaturänderung der Löthstelle 490, 491. Beziehung zu den Thermoströmen 492. Vermeintliche Fortführung der Wärme durch den Strom 493 (II, 809 — 812. Verhalten der Krystalle II, 813).

III. Funken und Lichtbogen. — Oeffnungsfunken 494, 495. Schliessungsfunken 496. Mikroskopische Beobachtung des Funkens 497. Temperatur der Elektroden 498. Ausbreitung der Funken 499 (vgl. auch das Capitel Inductionsfunken II, 728 u. flgde). Lichtbogen 500. Apparat 501, 502. Lampe von Duboscq N. 45. Länge des Lichtbogens 503. Theile desselben 504. Widerstand desselben 505. Verlust der Elektroden 506 — 509. Temperatur derselben 510 (N. 46). Chemische Wirkung 510 (vgl. II, 767 u. flgde.). Schmelzung von Stoffen im Lichtbogen 511. Helligkeit desselben und der Elektroden 512, 513. Spectrum 514. Lichtbogen zwischen Quecksilberelektroden N. 47 (Elektromagnetisches Verhalten, Ablenkung durch den Erdmagnetismus und Rotation II, 136 bis 138.) Lichtbogen zwischen Metallen und Flüssigkeiten 515. Vibration der Elektroden des Funkens und Lichtbogens. Versuche von Paalzow 516. Galvanische Trevelyan-Instrumente und Hare's rollende Kugel 517 (vgl. auch II, 772; N. 49).

IV. Wechselbeziehungen zwischen dem Galvanismus und den mechanischen Veränderungen der Körper.

I. Mechanische Veränderungen der Körper. — Aenderung der Cohäsion 518, 519 (N. 10). Aenderungen der Elasticität 520. Zerreissen von Dräthen, Schichtung von Thon 521. (Mechanische Wirkungen beim Lichtbogen 506 — 509; Zerfallen der Platinelektroden 184; Bewegung des Quecksilbers als Elektrode 185, 221; Elektrische Endosmose 243 — 248; Töne in Dräthen beim Hindurchleiten und Herumleiten von Strömen II, 409.)

II. Erzeugung galvanischer Ströme durch mechanische Wirkungen. Capillaritätsströme 523, 524. Diaphragmenströme 525 — 527.

Zweiter Band.

I. Elektrodynamik.

Erstes Capitel. Anziehung und Abstossung galvanischer Ströme.

I. Allgemeine experimentelle Resultate. — Ampère'sche Versuche 1. Methoden von Sturgeon und Buff 2. Verhalten paralleler und gekreuzter Leiter 3, 4, 5. Abstossung aufeinanderfolgender Elemente 6 (N. 50). Rotationen 8 — 11; bei Flüssigkeiten 12. Ausnahmen 13. Rotation beim Wechsel der Stromesrichtung 14. (Vergl. auch II, 107, 126. Elektrodynamisches Verhalten der Inductionsströme II, 671 u. flgde. N. 65.)

II. Grundgesetze der Elektrodynamik. — Ampère'sche Grundversuche 15 — 17. Ableitung der Grundformel 18 — 22. Folgerungen für die Rotation 23. Wirkung eines geschlossenen Leiters auf ein Element. Determinanten des Stromes 24, 25. (Wirkung der Elemente zweier geschlossener Kreise aufeinander II, 806. Anm.) Wirkung zweier geschlossener Kreise aufeinander 26, 27. Zerlegung der Ströme in Elementarströme 29 — 33. Wirkung der Solenoide 34 — 36.

III. Bestätigung der elektrodynamischen Gesetze mittelst des Elektrodynamometers. — Dynamometer 37, 38 (II, 214 — 218). Versuche von Weber 39 — 41.

IV. Weber's Theorie der elektrodynamischen Erscheinungen 42 — 45. (Bedeutung der Grösse *a*. II, 800.)

Zweites Capitel. Verhalten der galvanischen Ströme gegen die Erde.

Einstellung geschlossener Ströme 46 — 48. Erdstrom. Richtung 49. (Verhalten des Lichtbogens gegen denselben II, 136. Rotationen II, 121 — 123).

II. Elektromagnetismus.

Erstes Capitel. Allgemeine Theorie des Magnetismus. Verhalten der Magnete gegen galvanische Ströme.

I. Theorie der Magnetisirung durch galvanische Ströme. — Temporäre Elektromagnetisirung und permanente Magnetisirung durch den Strom 50. Anziehung und Abstossung der Magnete 51. Temporäre Magnetisirung durch Magnete. Anker 53. Tragkraft 54. Pole 55 (II, 261. N. 56.). Molecularmagnete 56, 57. Theorie der Magnetisirung. Inducirte oder gerichtete Molecularströme 58, 59. Theorie der Fluida; Sättigungspunkt; Kritik der Theorieen 60, 61 (II, 286 u. flgde. II, 449).

II. Magnetisirungsmethoden. — Magnetisirung von Eisen, Nickel, Kobalt; natürliche Magnete 63 (II, 427, 466). Hufeisenmagnete 64. Folgepunkte 65. Methode zur permanenten Magnetisirung durch den Strom 66; nach Elias 66; durch Streichen 67 — 70; durch Ablöschen zwischen Magnetpolen 71. Einfluss der Erschütterungen 72 (II, 375). Vergleichung der Methoden 73. Magnetisirung durch den Erdmagnetismus 74.

III. Verhalten zweier Magnete gegen einander. — Gesetz der Wirkung 75. Versuche von Coulomb 76; Bidone 77; Scoresby 78; Gauss 79 — 81. Anziehung ungleichnamiger Pole 80 (II, 280).

IV. Wechselwirkung zwischen Strömen und Magneten. Grundgesetze. — Ablenkung einer Magnetnadel durch den Strom 82, Ursache derselben 83. Vermeintliche magnetische Circularpolarität der Leiter 84. Gesetz der Wirkung eines geradlinigen Stromes auf einen Magnetpol 85; eines Stromelementes desgl. 86, 87. Anziehung der Magnetnadeln durch Leiter 88, 89. (Schweben eines Magnetes in einer Spirale II, 143, 329 u. ff.) Wirkung eines Stromes und des Erdmagnetismus auf

eine Magnetnadel 90, 91. Wirkung mehrerer paralleler Ströme 92. Wirkung eines in einer beliebigen Ebene liegenden Stromelementes 93. Anziehung der Leiter durch die Magnete 94.

V. Vergleichung des Verhaltens der Magnete und Solenoide. — Nachweisung der Analogie durch den Versuch 95; durch Rechnung 96 — 103. Wirkung eines kleinen Magnetes auf einen Pol 100, 101. Satz von Gauss 101.

VI. Rotationen bei der Wechselwirkung von Strömen und Magneten. —

A. Allgemeine Theorie der Rotationen. — Wirkung eines Magnetes auf ein Stromelement 104, 105, 106. Analogie der Magnete und Solenoide 107.

B. Rotation eines Stromesleiters um einen Magnet. — Versuch von Faraday 108. Abänderungen des Versuches von Barlow 109; Sturgeon 110, 111 (Verhalten galvanisch glühender Drähte II, 741). Geschlossene Ströme bewirken keine Rotation 112 (II, 104). Rotation der Flüssigkeiten 113, 114. Umkehrung derselben in verschiedenen Höhen über dem Magnet 115, 116; bei hohlen Magneten 117, 118, 119. Rotation eines geraden Leiters um seine Axe 120.

C. Rotation eines Stromesleiters durch den Erdmagnetismus. Experimentelle Nachweisung 121. Theorie 122 (vergl. II, 49 und II, 137, 138).

D. Rotation eines Magnetes um einen Stromesleiter. — Rotation eines schwimmenden Magnetes um einen Leiter 124, 125. Analogie des Magnetes mit einem Kreisstrom 126. Rotation zweier Magnete um einen festen Strom 127. Abänderung von Feilitzsch 128. Rotation eines Magnetes um sich selbst 130, 131; eines Elektromagnetes um sich selbst 132. Oscillation und Rotation bei wechselnder Stromesleitung. Barlow'sches Rad 133 (II, 634). Ritchie's Rotationsapparat 134 (Wagner'scher Hammer II, 545). Rotation durch den Erdmagnetismus bei wechselnder Stromesrichtung 135 (Töne bei derselben N. 49).

E. Elektromagnetisches Verhalten des Lichtbogens. — Ablenkung durch den Magnet 136. Rotation 137, 138. (Verhalten der Inductionsfunken und der Entladung im Vacuo II, 739, 740, 759 u. flgde., 773, 779, N. 73.)

VII. Berechnung der Wirkung geschlossener Ströme auf einen Magnetpol. — Berechnung aus der Oeffnung des Kegels zwischen Magnetpol als Spitze und Strom als Basis 139. Wirkung eines Kreisstromes auf einen axial liegenden Pol 140; auf eine ebenso liegende kleine Magnetnadel 141; desgleichen einer Spirale auf ein axial liegendes magnetisches Theilchen 142. Anziehung von Magneten durch Spiralen 143 (II, 329 u. ff.). Unterschied der Spiralen und hohlen Magnete 144. Einstellung von Spiralen vor Magneten 145. Wirkung eines Kreisstromes auf ein nicht axial liegendes magnetisches Theilchen 146; auf eine grössere Magnetnadel (Tangentenboussole) 147. Wirkung zweier und mehrerer Kreisströme desgleichen 148, 149.

Zweites Capitel. Magnetische und elektromagnetische Messmethoden.

I. Absolutes Maass des Magnetismus. — Berechnungen 150 — 161. Experimentelle Bestimmung des Productes *M. T* (Moment und Erdmagnetismus), Magnetometer 162, 163. Spiegelablesung 164, 165. Elimination der Torsion des Fadens 166, 167. Berechnung der Schwingungsdauer einer Nadel 169 — 171. Berechnung der Ruhelage aus den Amplituden der Schwingungen 172. Bestimmung des Trägheitsmomentes der Nadel 173. Experimentelle Bestimmung des Werthes *M*:*T* 174, 175.

II. Elektromagnetische und elektrodynamische Messapparate. — Elektromagnetische Waage 176, 177. Tangentenboussole; Nervander's Boussole 178, 179. Tangentenboussole von Helmholtz und Gaugain 180. Spiegelgalvanometer von Weber und Wiedemann 181 (von Meissner und Meyerstein N. 51.). Messung der Intensität länger andauernder Ströme: durch Bestimmung 1) der constanten Ablenkung 182; 2) des ersten Ausschlages der

Nadel 183; 3) durch die Multiplicationsmethode 184.—Messung der Intensität momentaner Ströme: 1) durch den ersten Ausschlag 185; 2) durch die Multiplicationsmethode 186 (durch die Zurückwerfungsmethode II, 783). Sinusboussole 187. Sinustangentenboussole 188. Theorie 189, 190. Galvanometer, a. Einrichtung, Multiplicator 192 (N. 52). Differentialgalvanometer 193. Astatische Nadeln 195—199 (N. 53). Widerstand des Multiplicators 200. b. Anwendung des Galvanometers: I. Nachweisung von Strömen; einseitige Hemmung 201. II. Messung der Stromintensität: 1) durch Schwingungen 202; 2) durch Ablenkungen 203; nach Art der Sinusboussole 204, 205; nach Art der Tangentenboussole 206. Graduirung nach Becquerel, Melloni, Nobili 206; Petrina 207; (E. du Bois-Reymond N. 18. Anm.); Wheatstone 207; Poggendorff 208; Bosscha 209. III. Wirkung alternirender Ströme. Doppelsinnige Ablenkung 210. IV. Anwendung zu Widerstandsbestimmungen 211 (I, 88 u. flgde.) V. Messung der Zeitdauer von Strömen 212. Apparate mit Bifilarsuspension 213, 214. Bifilargalvanometer 215. Elektrodynamische Messapparate. Transversal aufgehängte Rolle 216. Rolle in natürlicher Lage 217. Dynamometer 218 (II, 37, 38). Messung der Intensität und Zeitdauer der Ströme mit demselben 219.

III. Zurückführung der Messungen der Stromintensität auf absolutes elektromagnetisches Maass. — Definition desselben 220 (vgl. II, 781 u. flgde). Bestimmung mit der transversal aufgehängten Bifilarrolle 221; mit der Tangentenboussole 222; mit anderen Apparaten 223. Methode von Neumann 224; von Feilitzsch 225.

Drittes Capitel. Gesetze der Magnete und Elektromagnete.

I. Mathematische Berechnung der Vertheilung des Magnetismus. — Theorie von Poisson und Thomson 226 — 235. Magnetismus von massiven und hohlen Kugeln 236. Versuche darüber von Barlow 237. Magnetismus der Ellipsoide, Versuche von Plücker 238 (von Dronke N. 54); Magnetismus der Rotationsellipsoide 239; langer dünner Stäbe 240. Magnetische Constante 241.

II. Verschiedene Formen der Magnete und Elektromagnete. In sich geschlossene und nicht geschlossene Magnete 242. Hufeisenmagnete 243, 244. Ruhmkorff's Magnet 248. Magnete von Joule, Radford und Roberts 246. Glockenmagnete 247. Radmagnete und paracirculäre Magnete 248.

III. Verhalten von Magneten und Elektromagneten, deren Axe nicht eine in sich geschlossene Curve bildet.

1. Experimentelle Bestimmungsmethoden.

Magnetisirung durch gleiche magnetisirende Kräfte an allen Theilen mittelst des Erdmagnetismus, der Elektromagnete und Spiralen 249—252. Abweichung der Beobachtungen von dieser Bedingung 253 (vgl. N. 57). Bestimmung des magnetischen Momentes der Stäbe 254—257; des Momentes an einzelnen Stellen derselben 258; des freien Magnetismus an letzteren 259. Beziehung zwischen Moment und freiem Magnetismus 260. Lage der Pole 261 (N. 56). Tragkraft; magnetische Friction 262.

2. Abhängigkeit der temporären und permanenten Magnetisirung von der magnetisirenden Kraft und dem Stoffe der Magnete.

Abhängigkeit von der Intensität der Ströme 263. Einfluss der Dicke des Drathes 264; der Windungsweite 265; der Windungszahl 266; des Stoffes der Magnetisirungsspirale; Wirkung von Eisenspiralen 267. Maximum nach Joule 268; nach Müller 269, 270. Methode von Koosen 271. Einfluss der Härte des Eisens 272, 273. Verhalten beim Hin- und Hermagnetisiren; Versuche von Wiedemann 274 — 278. Magnetismus von Nickel, Kobalt, Magneteisen 279 (N. 54). Temporäre Magnetisirung gesättigter Stahlmagnete; (Einfluss auf die Galvanometernadeln II, 202, N. 53). Anziehung gleichnamiger Pole 280 (II, 80). Verhalten von Magneten beim Hindurchleiten von Strömen 281; beim Streichen mit anderen Magneten 282. Theorie der Erscheinungen, Erklärung des Maximums durch Plücker; Inductionswiderstand 283. Erklärung durch drehbare Molekularmagnete 284, 285 (II, 60 u. 61); Uebersättigung 285. Einfluss

der Härte 286. Analogie der Erscheinungen der Magnetisirung und mechanischen Gestaltsveränderung 287—290. Verhalten galvanisch niedergeschlagener Magnete 291, 292.

3. Einfluss der Gestalt auf das temporäre magnetische Moment von Eisen- und Stahlstäben.

a. Einfluss der Dicke. Massive Stäbe. Versuche von Lenz und Jacobi 293; von Müller, Dub und Feilitzsch 294 (II, 329, 330, 340, 361, N. 57); Drathbündel 295. Hohle Eisenröhren 296. Wechselwirkung der Schichten hierbei 297. Magnetisirung hohler Eisenröhren durch eine innere Spirale 298. (Verhalten der Glockenmagnete 299 II. 331).

b. Einfluss der Länge. Versuche von Lenz und Jacobi; Vertheilung der Momente 300 (II, 347). Formeln 301. Momente der Stäbe nach Lenz und Jacobi 302; nach Dub 303 (II, 341). Formel von Green 304. Lage der Pole 305. Sätze von Dub 306, 307 (N. 57). Sätze von Becquerel 308. Magnetisirung langer Stäbe durch kürzere Spiralen; magnetische Leitungsfähigkeit 309—312. (Zeit zur Fortpflanzung der Magnetisirung II, 700). Gesetz von Thomson 313.

4. Einfluss der Gestalt auf das permanente magnetische Moment von Stahlstäben.

Gesättigte Stäbe; freier Magnetismus der Länge nach 314 (II, 374). Vergleichung mit der Formel von Biot 315. Vertheilung der Momente der Länge nach 316, 317 (N. 58). Moment verschieden langer und dicker Stäbe 318 (N. 59). Lage der Pole 319. Wechselwirkung paralleler Schichten 320 (N. 59). Moment massiver und hohler Stahlcylinder 321. Gesetz von Coulomb für ähnliche Stahlstäbe 322. Sätze von Haecker 323 (Zweckmässigste Form der Magnete N. 60). Vertheilung des freien Magnetismus bei ungleicher Vertheilung der Momente der Stäbe 324, 325; beim Anlegen von Eisenstäben 321—328.

5. Anziehung der Eisenstäbe durch die Magnetisirungsspirale.

Versuche von Hankel und Dub 329, 330 (II, 143, 177). Anziehung der Glockenmagnete 331. Verhalten dünner Eisenplatten 332.

6. Anziehung und Tragkraft der nicht in sich geschlossenen Elektromagnete.

Anziehung und Tragkraft 333.

a. Einfluss der magnetisirenden Kraft und Entfernung. Einfluss der magnetisirenden Kraft 334, 335, 338; der Entfernung nach Dub 336. Anziehung von Eisenkugeln nach Tyndall und Dub 337. Einfluss der Lage der Magnetisirungsspirale 339.

b. Einfluss der Dimensionen der Anker und Magnete. Einfluss der Länge und Dicke nach Dub 340, 341. Tragkraft hohler und massiver Elektromagnete 342 (N. 61). Einfluss der Berührungsfläche 343, 344. Wirkung angelegter Eisenmassen am anderen Ende der Stäbe; Tragkraft bei ungleicher Vertheilung der magnetisirenden Kraft 345. Tragkraft auf dem Querschnitt von Elektromagneten 346 (N. 59); auf den Seitenflächen von Eisen- und Stahlstäben 347, 348 (vgl. II, 300, 314). Sätze von Dub über das Verhältniss der Momente und freien Magnetismen 347 (vgl. II, 260. N. 57).

IV. Verhalten der Magnete, deren Axe eine in sich geschlossene Curve bildet. Fehlen der Wirkung nach aussen; Transversalmagnete 349. Verstärkung der Magnetisirung durch die Schliessung des Eisenkreises; Verhalten von Eisen und Stahl; Verstärkung der Tragkraft der Stahlmagnete durch übergelegte Eisenstäbe. Temporärer, remanenter und permanenter Magnetismus 350. Zunahme des Momentes mit wachsender magnetisirender Kraft 351. Verhältniss der verschiedenen Theile der Magnetisirung 352.

Tragkraft geschlossener Magnete. a. Einfluss der magnetisirenden Kraft. Versuche von dal Negro, Jacobi und Fechner 353; von Lenz und Jacobi 354. Versuche über die Anziehung 355. Zunahme des freien Magnetismus bei ungleicher Vertheilung der Kraft 356. b. Einfluss der Lage der Magnetisirungsspirale 357; c. der Härte des Eisens

und Stahls 358; d. der Entfernung von Anker und Magnet 359. Unterschied von Elektromagneten und Stahlmagneten 360. e. Einfluss der Dicke der Elektromagnete und Anker 361; f. der Länge der Schenkel 362; g. des Abstandes der Schenkel und Pole 360; h. der Berührungsfläche 364. Tragkraft von Stahlhufeisen nach Häcker 365. Tragkraft der paracirculären und circulären Magnete 366; der Dreizackmagnete 367.

V. Magnetische Reibung. Versuche von Weber 368, 369; von Nicklès 370.

VI. Magnetische Figuren. Darstellung 371. Berechnung 372, 373. Prüfung der Rechnung 374.

Viertes Capitel. Wechselbeziehungen zwischen dem Magnetismus und den mechanischen Veränderungen der Körper.

I. Einfluss der Erschütterungen 375 (II, 72).

II. Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus.

1. Einfluss der Torsion auf den Magnetismus.

Apparate 376, 377. Wirkung der Torsion auf temporär und permanent magnetische Stäbe 378—384. Magnetisirung von Eisendräthen durch Torsion beim Hindurchleiten des Stromes 385.

2. Einfluss der Magnetisirung auf die Torsion.

Versuche von Wiedemann 386—389. Tordirende Wirkung eines durch einen Magnet geleiteten Stromes 390.

3. Theorie der Beziehungen zwischen Torsion und Magnetismus.

Analogie der mechanischen und magnetischen Erscheinungen 391 (II, 287 bis 290). Theorie 392—397.

III. Beziehungen zwischen dem magnetischen Moment und den Veränderungen der Länge der Eisenstäbe. Veränderung des Momentes durch Dehnung 398. Längenveränderung bei der Magnetisirung 399, 400, 401.

IV. Beziehung des Magnetismus zur Biegung. Aenderung des Momentes durch Biegen; Geraderichten eines gebogenen Stabes beim Magnetisiren 402.

V. Einfluss der Magnetisirung auf das Volum und die Elasticität der Eisenstäbe. Fehlen der Volumveränderung beim Magnetisiren 403. Aenderung der Elasticität 404.

VI. Einfluss der Magnetisirung auf die thermische und elektrische Leitungsfähigkeit und das thermoelektrische Verhalten des Eisens. Aenderung der Wärmeleitungsfähigkeit 405; des elektrischen Leitungsvermögens; negative Resultate von Edlund, Mousson, Wartmann 406. Positive Resultate von Thomson 407. Thermoelektrisches Verhalten des magnetisirten Eisens 408.

VII. Erzeugung von Tönen bei der Magnetisirung. Töne beim Magnetisiren nach Page, Delezenne, Marrian, Matteucci 409; Wertheim 410. Töne beim Hindurchleiten des Stromes durch Dräthe 411. Töne in nicht magnetischen Metallen 412 (II, 772. N. 49).

Fünftes Capitel. Beziehungen des Magnetismus zur Wärme.

I. Einfluss der Temperaturveränderungen auf den Magnetismus. Aenderung des temporären Momentes 413, 414; bei hohen Temperaturen, auch für Nickel und Kobalt (II, 508, 509); Umkehrungen der Polarität beim Erkalten 414. Aenderungen des permanenten Magnetismus 415. Dauernder und vorübergehender Einfluss 416. Versuche von Kupffer 417. Einfluss der Gestalt, Härte, der Art des Erwärmens 418; der Stärke der Magnetisirung 419; der Temperatur beim Magnetisiren 420. Verhalten theilweise entmagnetisirter Stäbe 421. Aenderung der Vertheilung der Momente 422. Theorie 423.

II. Erzeugung von Wärme beim Magnetisiren. Versuche und Gesetze von Joule 424, 425 (II, 834a); Versuche von van Breda und Grove 426.

III. Magnetisches Verhalten aller Körper.

Erstes Capitel. Diamagnetismus.

I. Allgemeine Gesetze. Dia- und paramagnetische Körper 427, 428. Beobachtungsmethoden 429. Einstellung vor flachen Magnetpolen 430. Transversalmagnetismus 431. Besondere Einstellungen 432. Untersuchung des Diamagnetismus fester und flüssiger Körper 433, 434. Magnetismus der Gase 435, 436. Einfluss des umgebenden Mediums 437, 438. Erklärung der diamagnetischen Einstellung; Polarität nach Poggendorff und Weber 439. Vorsichtsmaassregeln bei den Versuchen 440. Versuche von Tyndall 441; von Weber und Tyndall mit dem Diamagnetometer 442; von Weber mittelst Induction 447, 448. Theorie der Molekularmagnete 449 (vgl. II, 60, 61, 284). Folgerungen 450, 451. Theorie von Becquerel 452. Theorie von Feilitzsch 453. Theorie des magnetischen Fluidums von Faraday 454 (auch von Euler, Challis und Maxwell N. 62). Theorie von de la Rive 455. Abhängigkeit des Diamagnetismus von der Grösse der magnetisirenden Kraft; Versuche von E. Becquerel 456; Tyndall 457; Reich 458; Matteucci 459; Christie und Arndtsen 460. Maximum des Diamagnetismus 461, 462. Verhalten der Gemische diamagnetischer und magnetischer Stoffe 463—465. Permanenter Magnetismus und Diamagnetismus 466. Wechselwirkung der Theilchen der magnetischen und diamagnetischen Körper 467, 468. Verhalten feiner Pulver 469 (vgl. auch II, 649).

II. Quantitative Bestimmung des Magnetismus und Diamagnetismus der Körper. Feste und flüssige Körper 470, Gase 471—475.

III. Magnetisches Verhalten der Krystalle. Magnekrystallkraft 476, 477. Krystalle des regulären Systems 478. Einaxige Krystalle; Einfluss des Magnetismus der Masse 479—482. Verhalten ungleich dichter Körper, z. B. des Holzes und gepresster Körper 483. Körper mit mehreren ungleichen Axen 485—490; doppelt gepresste Körper 491. Theorie der Einstellung von Plücker 492; von Knoblauch und Tyndall 493, 494. Theorie von Thomson u. Plücker für einaxige Krystalle 495, 496; für mehraxige Krystalle 497, 498. Bestätigende Messungen von Plücker 499. Grösse der Magnekrystallkraft nach Tyndall 500; Hankel 501. Einstellung der Krystalle in Flüssigkeiten 502, 503; bei ungleich vertheilten Kräften 504, 505. Beziehung zwischen Magnetismus und Krystallbildung 507 (II, 538).

IV. Einfluss der Wärme auf das magnetische und diamagnetische Verhalten der Körper. Verhalten von festen Körpern und von Gemischen 508, 509 (II, 414). Verhalten der Gase 510; der Flamme 511, 512. Wirkung der Wärme auf die Magnekrystallkraft 513.

Zweites Capitel. Beziehungen zwischen Magnetismus, Licht und strahlender Wärme.

I. Drehung der Polarisationsebene des Lichtes und der Wärme. Drehung der Polarisationsebene des Lichtes durch den Strom 514 bis 516; durch den Magnet 517; Verstärkung durch vielfache Reflexion 518—520. Unterschied von der gewöhnlichen Drehung 519. Gesetze der galvanischen Drehung 521, 522; der magnetischen Drehung 523—526. Einfluss des Stoffes 527. Positives und negatives Drehvermögen 528—531. Verhalten doppelt brechender Körper 532. Einfluss der Wärme 534. Drehung der Polarisationsebene der strahlenden Wärme 535. Theorie der Drehung 536.

II. Vermeintliche Erregung des Magnetismus durch Licht 537.

Drittes Capitel. Beziehungen des Magnetismus zur chemischen Verwandtschaft, Krystallisation, Cohäsion und Gravitation 538—540 (II, 507).

IV. Induction.

Erstes Capitel. Erscheinungen der Induction in linearen Leitern.

I. Grunderscheinungen der Induction. Volta- und Magnetoinduction. Grundversuche der Voltainduction beim Entstehen und Vergehen der

Ströme 541 — 543. Disjunctor 544. du Bois' Schlitten; Wagner'scher Hammer 545. Wirkungen der Inductionsströme 546 u. flgde. Induction beim Aendern der Lage der Leiter 547. Lenz's Gesetz 548. Grundversuche der Magnetoinduction in festen und flüssigen Körpern 549 — 553. (Induction durch tönende Magnete N. 62). Lenz's Gesetz 554.

II. Experimentelle Bestimmung der quantitativen Gesetze. Magnetoinduction. Versuche von Lenz und Faraday 555—557. Voltainduction. Versuche von Felici 558 — 561, und Gaugain 562. Induction bei Bewegung der Ströme und Magnete in der Nähe von Leitern 563. Zweckmässigste Länge der Inductionsspirale 564.

III. Induction bei Umkehrung der elektrodynamischen und elektromagnetischen Rotationen. Umkehrung der elektrodynamischen Rotationen. Einfluss der Gleitstellen 565 — 568. (Theorie II, 608 bis 610, 621, 623.) Umkehrung der elektromagnetischen Rotationen 569 — 571. Unipolare Induction 572 — 576. Apparat von Fessel 574. Theorie von Weber 577 (II, 614, 624).

IV. Induction durch die Erde. Grundversuch von Faraday 578. Erdinductor von Weber 579. Erdinduction bei Anwendung von Eisenkernen 580, 581 (II, 657).

V. Extraströme. Oeffnungsstrom durch Induction von Spiralwindungen aufeinander 582, 583; von parallelen Theilen desselben Drathes 584. Schliessungsstrom 584. Extraströme bei Anwendung von Eisenkernen; Wirkungen derselben 585 — 587. Einfluss der Extraströme auf die Wasserzersetzung 588. Abhängigkeit der Intensität der Extraströme vom primären Strom, auch bei Anwendung von Eisenkernen nach Edlund und Rijke 589, 590.

VI. Inducirte Ströme höherer Ordnung. — Reihefolge der Ströme 591. Jeder derselben besteht aus zwei Theilen 592, 593. Magnetisirende Wirkung derselben 594 — 596.

VII. Mathematische Theorie der in linearen Leitern inducirten Ströme. — Theorie von Neumann 597 bis 611. Beispiele: Induction durch die Erde 612; Induction in einem Drathkreise durch einen Magnet 613; Unipolare Induction 614. Theorie von Fechner 615. Theorie von Weber 616, 617. Vergleichung mit der Theorie von Neumann 618 — 621. Theorie von Felici 622, 623. Theorie von Faraday 624 (Theorie von Maxwell N. 62.) (vgl. auch II, 833 u. ff.).

VIII. Bestimmung der Inductionsconstante. — Versuche von Kirchhoff 625 — 627.

Zweites Capitel. Induction in körperlichen Leitern. Rotationsmagnetismus.

Voltainduction in rotirenden Blechen und Kugeln nach Nobili 630, 631. Elektrodynamische Rückwirkung der inducirten Ströme 632. Magnetoinduction desgl. 633, 634. Richtung der Inductionsströme in einer vor einem Magnet rotirenden Scheibe 635, 636. Verzögerung der Induction nach Nobili 637 (vgl. II, 645—647). Rotationsmagnetismus 638. Drei Componenten der Wirkung der rotirenden Scheibe auf die Nadel 639. Theorie 640. Tangentiale Componente; Abhängigkeit von der Rotationsgeschwindigkeit und dem Abstand 641, 642. Verhalten rotirender Eisenscheiben 643 (II, 652). Radiale und auf der Scheibe senkrechte Componente 644. Verzögerung der Induction 645. Versuche von Felici 646 und Verdet 647 (II, 637). Rotation von Metallmassen über rotirenden Magneten 648. Verhalten fein vertheilter Metalle 649 (vgl. auch II, 469). Einfluss der Leitungsfähigkeit in verschiedenen Richtungen 650. Hemmung der Bewegung von schwingenden Metallmassen durch Magnete 651. Verhalten von Eisen 652 (II, 643). Dämpfung der Schwingungen von Magnetnadeln 653 — 656 (N. 64). Erdinduction in Körpern 657.

Drittes Capitel. Einfluss der inducirten Ströme auf den zeitlichen Verlauf der galvanischen Ströme und der Magnetisirung.

I. Einfluss auf die Zeitdauer des Entstehens und Verschwindens der Ströme. — Anwachsen des Stromes beim Schliessen;

Abnahme beim Oeffnen 658. Berechnung von Helmholtz 659; bei Nebenschliessungen 660. Prüfung der Formeln 661, 662. Verzögernde Wechselwirkung der primären und inducirten Ströme 663. Berechnungen von du Bois Reymond für den Verlauf beim Oeffnen und Schliessen des primären Kreises 664; bei Nebenleitungen 665. Wechselwirkung zweier Inductionsströme 666. Dauer der Inductionsströme in geöffneten Spiralen 667; (mit Eisenkernen 697). Einfluss der Dauer der Inductionsströme auf ihre Wirkungen. Galvanometrische 668, 669, chemische 670, elektrodynamische Wirkungen. Messung der Dauer der Extraströme durch das Dynamometer 671 — 673. Thermische Wirkungen 674. Funkenentladung 675. Magnetisirung von Stahlnadeln 676, 677. Physiologische Wirkungen 678. Ungleicher Verlauf des Oeffnungs- und Schliessungsstromes. Vermeidung durch Helmholtz's Unterbrecher 679, 680. Einfluss der Verzögerung der Extraströme auf ihre Wirkungen 681.

II. Zeit zum Entstehen und Verschwinden des Magnetismus. — Gründe der Zeitdauer. Trägheit der Eisenmoleküle. Polarität rotirender Eisenscheiben 683 (II, 643). Verhalten von Eisenfeilen über rotirenden Magneten 684. Verzögerung der Magnetisirung und des Verschwindens und der Umkehrung derselben durch Inductionsströme 685. Verhalten der Extraströme in den Magnetisirungsspiralen mit verschiedenen Eisenkernen nach Magnus 687, 690. Verhalten der Inductionsströme desgl. Einfluss ihrer Dauer auf ihre magnetische und physiologische Wirkung. Differentialinductor von Dove 691—695. Untersuchung des Magnetismus mit demselben 696. Einfluss der Verzögerung der Magnetisirung auf die Funken- und Wärmewirkung der Inductionsströme 697. Einfluss des Widerstandes der primären Spirale auf die Verzögerung der Magnetisirung 698. Versuche von Beetz 699. Verlauf der Inductionsströme bei Anwendung verschiedener Eisenkerne. Zeit zur Fortpflanzung der Magnetisirung 700. Intensität der Ströme bei häufiger Unterbrechung 701, 702.

Viertes Capitel. Magnetoelektrische und elektromagnetische Inductionsapparate.

I. Magnetoelektrische Inductionsapparate. — Apparat von Weber 703. Magnetelektrisirmaschinen von Pixii, Ritchie, Saxton u. A. 704; von Stöhrer 705, von Dove 706, Sinsteden 707, Siemens 708. Grössere Maschine von Stöhrer 709. Einfluss der Drehungsgeschwindigkeit, des Widerstandes der Leitung, der Stellung des Commutators auf die Intensität der Inductionsströme bei den Magnetelektrisismaschinen 710. Erklärung 711, 712. Prüfung der Erklärung 713. Wirkung der Extraströme auf den Magnetismus der Anker 714.

II. Elektromagnetische Inductionsapparate (Inductorien). Apparate von Pohl und Stöhrer; von Ruhmkorff 716. Besondere Einrichtungen. Inductionsrolle 716. Inducirende Rolle und Drathbündel 717. Interruptor. Einschaltung von Drähten und schlecht leitenden Flüssigkeiten, Wirkung des Magnetes 718 — 720. Condensator 721. Richtung und Intensität der Inductionsströme 722. Verbindung mehrerer Inductorien 723.

Fünftes Capitel. Spannungserscheinungen und Funkenentladung der Inductionsströme.

I. Spannungserscheinungen an den Enden der geöffneten Inductionsspiralen. — Unipolare Inductionszuckungen. Freie Spannung an den Enden der Inductionsspiralen nach Masson und Breguet 725, nach Sinsteden 726; bei Magnetelektrisirmaschinen 727.

II. Inductionsfunken. — 1. Funken im lufterfüllten Raum. Apparat 728. Funken von dem inneren und äusseren Ende der Inductionsspirale des Inductoriums 729. Eigenschaften der Funken. Pausenerscheinungen 730. Heller Kern und Lichthülle. Schichtung 731. Bildung und Dauer der Lichthülle 732 (N. 69). Verhältniss der im Kern und in der Lichthülle entladenen Elektricitäten 733, 734. Einfluss des Mediums und des Stoffes der Elektroden 735. Funken zwischen Metallen und Flüssigkeiten 736 (vgl. I, 515). Trennung des Kernes und der Lichthülle 737; durch Blasen 738;

durch den Magnet 739. Magnetische Rotation des Funkens 740 (vgl. II, 136 u. flgde.). Analogie mit der magnetischen Rotation galvanisch glühender Dräthe 741. Spectrum des Funkens und der Lichthülle 742, 743, 744.

2. Inductionsfunken in verdünnten Gasen. — Elektrisches Ei 745. Geissler'sche Röhren 746. Licht an der positiven und negativen Elektrode. Zerstäuben der letzteren 747. Schichtung des Lichtes 748. Theorie der Schichtung 749—751 (N. 68). Einfluss der Verdünnung der Gase. (Widerstand der verdünnten Gase N. 69.) Das Vacuum ein Nichtleiter 752. Helligkeit des Lichtes 753. Farbe 754 (N. 72). Spectrum an beiden Elektroden 755. Spectrum des Lichtes 756, 757. Nachleuchten 758. Ablenkung des Lichtes durch Magnete. Positives Licht 759, 760. Negatives Licht 761, 762. Spannungserscheinungen in Geissler'schen Röhren. Wirkung der Hitze auf die Entladung 763.

3. Thermische, chemische und mechanische Wirkungen an der Unterbrechungsstelle des Inductionsstromes. — Temperatur der Funken. Einfluss der Elektroden 764. Temperatur der Elektroden 765, 766 (vgl. I, 510; N. 70). Chemische Wirkung der Funken. Polare Zersetzung 767. Wirkung im Ganzen (Ozonbildung) 768 — 770 (N. 72). Mechanische Wirkung. Zersprengung der Körper, Durchbohren von Glas (N. 71), Ordnen von Feilspänen und Kohlenpulver. Knall der Funken in der Nähe der Magnete 771 (II, 720). Erschütterungen und Töne durch dieselben 772 (I, 516, 517. II, 409 u. flgde. N. 49).

III. Abwechselnd gerichtete Ströme in unterbrochenen Inductionskreisen. — Nachweisung 773. Alternirende Ströme bei ungleich grossen Elektroden; Ventilei 774. Bei verschiedener Luftverdünnung, bei Einschaltung von mehrfachen Unterbrechungen 775; bei Ladung einer Leydener Flasche 776, 777, 778; in einem Geissler'schen Rohre mit einer inneren oder einer äusseren Elektrode. Magnetisches Verhalten 779. (Alternirende Ströme in Röhren mit Glasscheidewand N. 73; beim Durchleiten der Ströme zweier Ruhmkorff'scher Apparate durch Geissler'sche Röhren 780).

Schlussbetrachtungen.

Erstes Capitel. Absolutes Maass der Constanten des Stromes.

Elektromagnetisches Maass der Constanten 782 (II, 220 u. flgde). Widerstandsmessung in diesem Maasse 783, 784, 785. Empirische Einheiten der Constanten. Widerstandsetalon von Jacobi 786, Siemens 787 (I, 86), Matthiessen 788. Chemische Einheit der Intensität. Elektrochemisches Aequivalent des Wassers 789 — 791. Elektromotorische Kraft der Daniell'schen Kette in elektromagnetischem Maasse 792. Elektrodynamische Einheit der Constanten 793 — 798. Vergleichung mit den elektromagnetischen Einheiten 796 — 798. Mechanische Einheiten 799. Vergleichung mit den übrigen Einheiten 800 — 803. Bedeutung der elektrodynamischen Constante a 800 (II, 44). Elektricitätsmenge zur Wasserzersetzung nach Faraday, Buff, Becquerel 804; Weber und Kohlrausch 805.

Zweites Capitel. Arbeitsleistungen des Stromes.

Beziehung zwischen elektromotorischer Kraft, Intensität und Arbeit. Begründung des Joule'schen Gesetzes (I, 466) von Thomson 806; desgl. von Clausius 807. Experimentelle Prüfung der Beziehungen zwischen Wärme und Intensität 808. Peltier'sches Phänomen (I, 787) 809. Theorie von Clausius 810; von Thomson 811. Abweichungen 812. Verhalten der Krystalle 813. Chemische Wirkungen des Stromes. Thermoelektrisches Aequivalent 814. Versuche von Joule und Bosscha 815. Berechnung der elektromotorischen Kräfte aus den Wärmeverhältnissen 816. Maximum der Wärmeentwickelung 817. Verhalten bei elektrolytischen Wirkungen des Stromes 818; bei Gegenwart der Polarisation 819. Einfluss des allotropischen Zustandes der Gase. Wärme im Voltameter 820 — 825. Einfluss auf die Berechnung der Wärme bei chemischen Verbin-

dungen aus den elektromotorischen Kräften 826 (N. 74). Arbeit und Wärme bei Inductionsströmen 827 — 829; bei Bewegung elektromagnetischer Maschinen 830, 831. Theorie derselben von Jacobi 832. Arbeit bei Induction von Strömen durch Bewegung von Magneten 833, 834. Arbeit beim Magnetisiren 834a (II, 424 — 426).

Drittes Capitel. Theorie der Elektricitätserregung beim Contact heterogener Körper.

Contacttheorie von Volta 835, 836 (vgl. Thl I, Cap. I II). Vertheilungstheorie von Jäger 837 (I, 30). Chemische Theorie 838. Oxydationstheorie 839. Theorie von de la Rive 840 und Faraday 841; von Gmelin 842; von Becquerel und Matteucci 843. Einwände gegen dieselben 844, 845. Theorie von Schönbein 846 — 848. Betrachtung der Theorieen 849. Theorieen der Elektricität 850.

Viertes Capitel. Elektrische Vorgänge bei der Bildung des galvanischen Stromes.

Ausbreitung der freien Elektricitäten über den Schliessungskreis 851. Bewegung derselben in der Leitung. Wesen des Widerstandes 852. Weber's Ansichten 853. Ladungszeit und Entladungszeit 854. Berechnung ohne Rücksicht auf die Induction nach Ohm 855, 856. Einfluss der seitlichen Ableitung 857. Versuche von Gaugain 858 — 862. Berechnung mit Rücksicht auf die Induction. Alternirende Ströme (vgl. II, 773 u. flgde.). Rechnung von Thomson 863; Kirchhoff 864 — 868. Beobachtungen der Ladungszeit an Telegraphenkabeln von Faraday 869; Wheatstone 870; Guillemin 871; Thomson u. Jenkin (alternirende Ströme) 872. Messung der Geschwindigkeit der Fortpflanzung des Stromes (der Ladungszeit) von Fizeau und Gounelle 873; Walker 874; Gould 875; Mitchel 876; Wheatstone 877.

Nachträge.

Berichtigungen.

Band I.

Seite 61 Citat 4 lies Hachette statt Bachette.

73 Citat 1 lies II statt I.

93 Zeile 12 v. o. lies $Pt_O | Pt + Pt | Pt_H$.

143 Citat 2 hinzuzufügen Pogg. Ann. Ergänzungs-Band IV, S. 456*.

190 Zeile 20 v. o. lies kleiner statt grösser.

197 Zeile 13 v. o. hinzuzufügen $ZkO\,SO_3$.

292 zu „Dichtigkeit des Stromes" Citat: Jacobi, Pogg. Ann. Bd. XLVIII, S. 44. 1839*.

345 Zeile 4 v. o. hinzuzufügen: Die Elektrolyse von $KO, 2CrO_3$ folgt übrigens vollständig aus der Zersetzung der wässerigen Lösung durch Hittorf (§. 230).

353 lies meist statt sämmtlich.

407 in den Kreisen der Figur oben rechts sind + und — zu vertauschen.

430 Zeile 7 v. o. hinzuzufügen: Einen Uebergangswiderstand können auch Gasschichten darbieten, die sich an den Elektroden abscheiden.

500 Zeile 5 v. o. lies Glasschichten statt Gasschichten.

540 Zeile 24 v. o. lies 389 statt 387.

541 Zeile 4 v. u. lies 2034 statt 234.

565 Zeile 1 hinzuzufügen: Die thermoelektromotorische Kraft Cu — Bi ist nach Regnauld (§. 136) $\frac{1}{178} D$.

585 zu Citat 1 hinzuzufügen: Nobili, Bibl. univ. T. XXXVII, p. 118.

596 zu Citat 3 hinzuzufügen: Pogg. Ann. Ergänzungs-Band IV, S. 511*.

621 Zeile 7 v. o. lies 57,5 statt $5\frac{3}{4}$.

645 Zeile 9 und 10 v. o. „positiv" und „negativ" sind zu vertauschen.

662 Zeile 10 v. u. lies Schwefelsaures Natron statt Schwefelnatron.

Zeile 16 v. u. lies 376,8 statt 367,8.

Band II.

Seite 111 Zeile 7 v. u. lies $\lambda\lambda_1$ statt λ_1

112 Zeile 4 v. o. lies $\sqrt{\frac{1}{2} i_1 \lambda_1 \alpha}$ statt $\frac{1}{2} i_1 \lambda$.

150 hinzuzufügen Citat zu §. 137: Quet, Compt. rend. T. XXXIV, p. 805. 1852*.

165 Zeile 1 v. o. lies $3\,l^2$ statt $3\,l^3$.

202 Zeile 20 v. u. lies a statt w.

236 Zeile 6 v. u. lies Tangente statt Sinus.

392 Zeile 12 v. u. lies $\int_0^x$ statt $\int_0^f$.

397 Zeile 20 v. o lies Magneten statt Elektromagneten.

877 Zeile 13 v. u. lies SO_3, NO_5 statt NO_3, NO_5.

Braunschweig. **PROSPECTUS.** Januar 1861.

Der

elektromagnetische Telegraph

in

den Hauptstadien seiner Entwickelung

und in seiner

gegenwärtigen Ausbildung und Anwendung,

nebst einem Anhange über

den Betrieb der elektrischen Uhren.

Ein Handbuch

der

theoretischen und praktischen Telegraphie für Telegraphenbeamten, Physiker, Mechaniker und das gebildete Publikum

bearbeitet von

Dr. H. Schellen,

Director der Realschule erster Ordnung zu Cöln.

Dritte

gänzlich umgearbeitete, durch die Aufnahme der theoretischen Zweige der Telegraphie wesentlich erweiterte und den neuesten Zuständen des Telegraphenwesens angepaßte Auflage.

Mit 252 in den Text eingedruckten Holzschnitten.

gr. 8. Fein Velinpap. geh. Preis 2 Thlr. 8 Sgr.

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn.

Kein Gegenstand der angewandten Physik und der Mechanik erregt in unseren Tagen ein allgemeineres und lebhafteres Interesse, als der elektrische Telegraph. In ihm feiert der menschliche Geist einen neuen Triumph über eine der mächtigsten und einflußreichsten Naturkräfte. Binnen wenigen Jahren ist über alle Länder der Welt ein Netz von Metalldrähten ausgebreitet worden, durch welche die Nachrichten zwischen den entferntesten Plätzen wie im Fluge vermittelt werden; mit einer Geschwindigkeit, die ihrem Wesen entspricht, hat die elektrische Telegraphie einen Aufschwung genommen, der die kühnsten Erwartungen übertrifft und ist so schnell, wie kein anderer Zweig der angewandten Physik auf einen Höhepunkt angelangt, auf welchem sie gegenwärtig die Bewunderung und das Staunen aller Urtheilsfähigen erregt.

Von diesem Entwickelungsgange der elektrischen Telegraphie, insbesondere aber von ihrem gegenwärtigen Zustande ein klares Bild zu geben und einestheils die zum Betriebe dienenden Apparate durch Wort und Bild anschaulich zu machen, anderntheils aber auch die physikalischen Gesetze, auf denen die Wirkung der Apparate beruht, in leicht verständlicher Weise abzuleiten — das ist die Aufgabe, die der Verfasser in dieser neuen Auflage zu lösen sich bemüht hat.

Dieselbe enthält daher außer einer gedrängten Darstellung der früheren elektro-telegraphischen Versuche eine bis ins kleinste Detail gehende Beschreibung aller gegenwärtig gebräuchlichen Telegraphenapparate. Aus der großen Zahl derselben heben wir hier nur hervor die englischen Nadeltelegraphen, die Zeigertelegraphen von Wheatstone, Siemens-Halske und Dr. Kramer, den Inductions-Zeigertelegraph von Siemens-Halske, die Schreibtelegraphen von Morse in der früheren und den neuesten Constructionen (mit polarisirten Ankern, mit oscillirendem Magnet und als Schwarzschreiber), die Morseapparate mit Magnetinduction, Morselinien mit Arbeits- und mit Ruhestrom, die verschiedenen jetzt gebräuchlichen Relais einzeln und in ihrer Verbindung mit dem Morseapparat; die verschiedenen Uebertragungs- oder Translationsmethoden (durch bloße Relais und vermittelst der Schreibmagnete), zahlreiche Stromlaufsschemata für die verschiedenen einzelnen Fälle; die neuesten Umschalter für die Zwischen-, Uebertragungs- und Centralstationen einzeln und mit Stromlaufsschema, die Einrichtung einer größeren Centralstation mit Generallinienumschalter, den Betrieb der Unterseelinien (Rückströme), die chemischen Telegraphen, die verschiedenen Methoden des gleichzeitigen Telegraphirens auf einem und demselben Drahte, die verschiedenen Eisenbahnläutewerke, die jetzt gebräuchlichen Blitzableiter u. s. w.

Eine sehr wesentliche Erweiterung hat die neue Auflage erhalten eines-theils durch die Beschreibung der neuesten Batterien und der umfangreichen Kapitel über die Galvanometrie, die galvanischen Meßinstrumente (Tangenten-, Sinus-Boussolen, Voltameter) und ihre Theorie, anderntheils durch die Bearbeitung der Kapitel über die verschiedenen Strom- und Widerstandsmessungen, sowie über die Constanten der galvanischen Ketten (Rheostate, Widerstandsrollen, Ohm'sches Gesetz und seine Folgerungen, die Wheatstone'sche Brücke und ihre Anwendung zu Widerstandsmessungen, Zweigströme, Anwendung der gemeinsamen Linienbatterie, Bestimmung der Widerstände, der elektromotorischen Kraft, der Polarisation) u. s. w. Ebenso ist der Abschnitt über die Leitung neu hinzugekommen und darin das Neueste über die oberirdische, unterirdische (Telegraphenseile) und unterseeische Leitung (Kabel, Ladung derselben, Rückströme) ausführlich mitgetheilt. Bei der Bearbeitung des theoretischen Theiles über Widerstands- und Strommessungen, Ohm'sches Gesetz, Zweigströme u. s. w. hat der Verfasser die Anwendung der höheren Mathematik ganz ausgeschlossen und nur Kenntniß der einfachsten algebraischen Operationen vorausgesetzt. Den Schluß des Ganzen macht die Beschreibung sowohl der älteren als der neuesten Constructionen der elektrischen Uhren.

Die Verlagshandlung hat mit bekannter Liberalität und mit bedeutendem Kostenaufwande die zahlreichen, zum Theil sehr verwickelten Abbildungen von den ausgezeichnetsten Künstlern in Holz stechen lassen und es dadurch ermöglicht, daß sie zur großen Erleichterung des Verständnisses und zur Bequemlichkeit des Lesers in den Text eingedruckt werden konnten.

Cöln, 1. Januar 1861.

Dr. H. Schellen.

Braunschweig. **PROSPECTUS.** October 1863.

Die Lehre vom Galvanismus und Elektromagnetismus.

Von

Gustav Wiedemann,

Professor der Physik am Polytechnicum zu Braunschweig.

Erster Band.

Galvanismus.

Mit 201 Holzstichen.

gr. 8. Fein Velinpapier. geh. Preis 3 Thlr. 26 Sgr.

Zweiter Band.

Wirkungen des galvanischen Stromes in die Ferne.

Mit 395 Holzstichen und einer farbigen Stahlstichtafel.

gr. 8. Fein Velinpapier. geh. Preis 7 Thlr. 4 Sgr.

Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn in Braunschweig.

Die Leistungen auf dem Gebiete der galvanischen Elektricität zu sichten und als geordnetes Ganzes darzustellen, ist der Zweck dieses Werkes.

Nach dem Plan, welcher von mir bei der Bearbeitung desselben befolgt wurde, habe ich zuerst mit möglichster Uebersichtlichkeit die in den verschiedenen Theilen der galvanischen Lehre angestellten Versuche kritisch besprochen und bin dabei nur in sofern auf die Theorie eingegangen, als sie zur Erklärung der unmittelbar vorliegenden Thatsachen dient. Am Schlusse des Werkes soll dann die Zurückführung der Wirkungen des galvanischen Stromes auf gemeinsames Maass, so wie die von demselben geleistete Arbeit behandelt werden. Hieran wird sich endlich die theoretische Besprechung der Frage über die Entstehung des Stromes durch verschiedene Ursachen anreihen.

Ich habe mich bemüht, die wesentlichen Leistungen auf diesem Gebiete möglichst vollständig darzustellen. Indess lag es nicht in der Absicht, eine g a n z erschöpfende Uebersicht der Literatur desselben zu geben. Es schien mir dem Zwecke nicht zu entsprechen, Beobachtungen mitzutheilen, welche entweder als unrichtig anerkannt sind, oder die, ohne Rücksicht auf die einmal feststehenden Grundgesetze angestellt, nur specielle, die Wissenschaft wenig fördernde Resultate geliefert haben. — Dennoch sind einzelne Untersuchungen, welche einen bedeutenden historischen Werth besitzen, selbst wenn ihre Ergebnisse durch spätere Forschungen eine andere Auslegung erhalten haben, wenigstens kurz berührt worden.

Zwei Gebiete sind aus dem Werke ausgeschlossen. Das eine ist die Elektrophysiologie, welche in neuerer Zeit eine so bedeutende Ausbildung erlangt hat, dass sie als eine selbstständige Disciplin einer besonderen Bearbeitung bedürfte. Das andere Gebiet ist der Erdmagnetismus, von dem nur soviel erwähnt wurde, als erforderlich ist, um die galvanischen und magnetischen Resultate auf absolutes Maass zurückzuführen. Endlich habe ich

geglaubt, in Betreff aller derjenigen Gegenstände, welche in dem klassischen Werke von Peter Riess: „die Lehre von der Reibungselektricität“, ausführlich besprochen worden sind, mich auf eine kurze Andeutung und Verweisung auf jenes Werk beschränken zu dürfen.

Das Werk erscheint in zwei Bänden. Der erste Band enthält den Galvanismus, der zweite die Elektrodynamik, den Elektromagnetismus, den Diamagnetismus, die Induction und das theoretische Schlusskapitel. — Der Natur der Sache nach erforderten die in dem letzteren Bande dargestellten Theile der galvanischen Elektricitätslehre häufiger eine mathematische Behandlung als die Capitel des ersten Bandes. Auf mehrfachen Wunsch habe ich mich bemüht, die mathematischen Betrachtungen möglichst in besondere Abschnitte zusammenzudrängen, um das Werk auch den in der Mathematik weniger Geübten mit Ueberschlagung jener Abschnitte völlig zugänglich zu machen.

Der Anfangs angekündigte technische Theil bleibt einer späteren von den beiden ersten theoretischen Theilen unabhängigen Bearbeitung vorbehalten.

Braunschweig, im October 1863.

G. Wiedemann.

Im Verlage von Friedrich Vieweg und Sohn in Braunschweig ist erschienen:

Beer, Dr. A., Einleitung in die höhere Optik. Mit 212 in den Text eingedruckten Holzschnitten und 2 Tafeln mit 50 Abbildungen in Kupferstich. gr. 8. Fein Velinpap. geh. Preis 2 Thlr. 15 Sgr.

Beer, Dr. A., Grundriss des photometrischen Calcüles. Mit in den Text eingedruckten Holzschnitten. gr. 8. Fein Velinpap. geh. Preis 1 Thlr.

Dienger, Prof. Dr. J., Ausgleichung der Beobachtungsfehler nach der Methode der kleinsten Quadratsummen. Mit zahlreichen Anwendungen, namentlich auf geodätische Messungen. Mit in den Text eingedruckten Holzschnitten. gr. 8. Fein Velinpap. geh. Preis 1 Thlr. 5 Sgr.

Dienger, Prof. Dr. J., Abbildung krummer Oberflächen auf einander und Anwendung derselben auf höhere Geodäsie. Mit in den Text eingedruckten Holzschnitten. gr. 8 Fein Velinpap. geh. Preis 20 Sgr.

Harting, Prof. P., Das Mikroskop. Theorie, Gebrauch, Geschichte und gegenwärtiger Zustand desselben, Deutsche Originalausgabe, vom Verfasser revidirt und vervollständigt. Aus dem Holländischen übertragen von Dr. Fr. Wilh. Theile. Mit 410 in den Text eingedruckten Holzschnitten und einer Tafel in Farbendruck. gr. 8. Sat. Velinpap. geh. Preis 5 Thlr.

Heinen, Dr. Franz, Ueber einige Rotations-Apparate, insbesondere den Fessel'schen. Mit in den Text eingedruckten Holzschnitten. gr. 8. Fein Velinpap. geh. Preis 20 Sgr.

Müller - Pouillet, Lehrbuch der Physik und Meteorologie. Sechste umgearbeitete und vermehrte Auflage. In zwei Bänden. Mit über 2000 in den Text eingedruckten Holzstichen, 14 Stahlstich-Tafeln, zum Theil in Farbendruck, und einer Photographie. gr. 8. Fein Velinpap. geh. Erschienen ist: Erster Band vollständig in 10 Lieferungen. Zweiten Bandes erste und zweite Lieferung. Preis à Lieferung 15 Sgr.

Müller, Prof. Dr. J., Lehrbuch der kosmischen Physik. Zugleich als dritter Band zu sämmtlichen Auflagen von Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik. Zweite wesentlich verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 302 in den Text eingedruckten Holzschnitten und einem Atlas von 33 Stahlstich-Tafeln, zum Theil in Farbendruck. gr. 8. Fein Velinpapier. geh. Preis 4 Thlr.

Müller, Prof. Dr. J., Grundriss der Physik und Meteorologie. Für Lyceen, Gymnasien, Gewerbe- und Realschulen, sowie zum Selbstunterrichte. Mit 580 in den Text eingedruckten Holzstichen. Achte vermehrte und verbesserte Auflage. gr. 8. Fein Velinpap. geh. Preis 2 Thlr.

Müller, Prof. Dr. J., Bericht über die neuesten Fortschritte der Physik. In ihrem Zusammenhange dargestellt. In zwei Bänden. Mit zahlreichen in den Text eingedruckten Holzschnitten. Erster Bd. compl. gr. 8. Fein Velinp. geh. Preis 5 Thlr.

Nell, Dr. A. M., Der Planetenlauf, eine graphische Darstellung der Bahnen der Planeten, um mit Leichtigkeit ihren jedesmaligen Ort unter den Gestirnen auf eine Reihe von Jahren voraus zu bestimmen. Mit einem Atlas von fünf Tafeln in Stahlstich, Royal-Quart. gr. 8. Sat. Velinpap. geh. Preis 1 Thlr. 5 Sgr.

Schellen, Dr. H., Der elektromagnetische Telegraph in den Hauptstadien seiner Entwickelung und in seiner gegenwärtigen Ausbildung und Anwendung, nebst einem Anhange über den Betrieb der elektrischen Uhren. Ein Handbuch der theoretischen und praktischen Telegraphie für Telegraphenbeamten, Physiker und das gebildete Publikum. Mit 252 in den Text eingedruckten Holzschnitten. Dritte gänzlich umgearbeitete, durch die Aufnahme der theoretischen Zweige der Telegraphie wesentlich erweiterte und den neuesten Zuständen des Telegraphenwesens angepasste Auflage. gr. 8. Fein Velinpap. geh. Preis 2 Thlr. 8 Sgr.

Schrön, Prof. Dr. Ludwig, Siebenstellige gemeine Logarithmen der Zahlen von 1 bis 108000 und der Sinus, Cosinus, Tangenten und Cotangenten aller Winkel des Quadranten von 10 zu 10 Secunden nebst einer Interpolationstafel zur Berechnung der Proportionaltheile. Vierte revidirte Stereotyp-Ausgabe.

Tafel I und II: Die Logarithmen der Zahlen und der trigonometrischen Functionen. Preis 1 Thlr. 7½ Sgr.

Tafel III: Interpolationstafel (Supplement zu allen Logarithmentafeln). Preis 15 Sgr.

Tafel I: Die Logarithmen der Zahlen. (Für Solche, welche Tafeln für trigonometrische Rechnungen nicht nöthig haben). Preis 20 Sgr

H. Heinrich
BUCHBINDEREI · EINRAHMUNGEN

12/08

Wiedemann, Gustav Heinrich,

Die Lehre vom Galvanismus und Elektromagnetismus

Bd.: 2,2

Braunschweig 1863

Phys.sp. 740 i-2,1/2
urn:nbn:de:bvb:12-bsb11123026-6